

ANNALEN DER PHYSIK

5. FOLGE • BAND 34 • HEFT 7 • APRIL 1939

Das Elektron im Strahlungsfeld

Von O. Scherzer

§ 1. Problemstellung

Unsere Kenntnis der Elektronenhülle der Atome verdanken wir zu einem wesentlichen Teil dem von den Elektronen ausgesandten Licht. Es ist daher besonders störend, daß in der Deutung der Lichtausstrahlung noch eine Unsicherheit vorhanden ist: Es ist bisher nicht gelungen, die Gesetze der Wechselwirkung zwischen Licht und Elektron widerspruchsfrei zu formulieren. Zwar gibt die Quantentheorie des Strahlungsfeldes sehr gut Rechenschaft über das Entstehen und Verschwinden der Lichtquanten und über die Rückwirkung der Strahlungskräfte auf das Elektron. Es ist aber dabei erforderlich, daß man alle auftretenden divergenten Integrale rechtzeitig wegstreicht. Hierunter leidet die Sicherheit des Rechenverfahrens und damit die Sicherheit der aus der Ausstrahlung gezogenen Schlüsse auf den Bau der Elektronenhülle und die Natur des Elektrons.

Die divergenten Integrale stammen aus zwei Quellen: erstens besitzt das Strahlungsfeld auch *ohne* Anwesenheit von Materie eine unendlich große Nullpunktsenergie; zweitens wird infolge der Annahme eines *punktförmigen* Elektrons die Energie des elektrostatischen Feldes ebenso wie die vom Spin und der Translationsbewegung herrührende magnetische Energie unendlich groß. Eine endgültige Beseitigung dieser Schwierigkeiten ist wohl erst von einer einheitlichen Behandlung *aller* Elementarteilchen zu erwarten. Es ist aber befremdlich, daß in der bisherigen Strahlungstheorie die unendliche Selbstenergie schon in einer Näherung auftritt, in der (bei Abwesenheit äußerer Felder und vollständiger Besetzung aller Zustände negativer Energie) noch gar keine Paarbildungsprozesse zur Energie beitragen. Es ist zu befürchten, daß auch in einer vollständigen Theorie der Elementarteilchen die Paarbildungs- und verwandten Prozesse nicht die unendliche Energiestörung zweiter Näherung rückgängig machen können, und es scheint daher nicht überflüssig, nach einer Formulierung der Strahlungsgesetze zu suchen, bei der die divergenten Integrale erst in höheren Näherungen auftreten.

Die vorliegende Arbeit soll zeigen, daß sich im Falle des Ein-elektronenproblems das Auftreten unendlicher Integrale weitgehend vermeiden läßt, ohne daß dadurch die Lorentzinvarianz der Gleichungen gestört wird. Wir werden die Nullpunktsenergie des Strahlungsfeldes durch einen rein formalen Kunstgriff aus den Gleichungen verbannen. Um auch die Selbstenergie des Elektrons unschädlich zu machen, nehmen wir in der ungequantelten Form der Wechselwirkungsgleichung eine Umstellung der Faktoren vor, die letzten Endes der Einführung eines endlichen Elektronenradius von der Größenordnung $\frac{e}{m_0 c} \sqrt{\frac{\hbar}{c}}$ entspricht. Wir erreichen dadurch in verhältnismäßig einfacher Weise das Endlichbleiben der Selbstenergie in zweiter und dritter Näherung und damit eine Zurückführung der Elektronenmasse auf das elektromagnetische Feld. Um das Endlichbleiben auch der höheren Näherungen zu erreichen, sind etwas gekünstelte Ansätze nötig, auf die wir im § 6 eingehen werden.

§ 2. Abspaltung der Nullpunktsenergie

Nach der üblichen Lichtquantentheorie¹⁾ läßt sich das System Elektron + Strahlungsfeld durch die Gleichung beschreiben:

$$(1) \quad \begin{cases} \gamma_v \left[p_v + \frac{e}{c} A_{0v} + \frac{e}{c} \sum_r n_r (A_{rv}^+ e^{-i\mathbf{r}\cdot\mathbf{r}} + A_{rv}^- e^{i\mathbf{r}\cdot\mathbf{r}}) \right] \\ + j m_0 c - \gamma_4 \frac{\hbar}{2} \sum_r (A_{rv}^+ A_{rv}^- + A_{rv}^- A_{rv}^+) k_{r4} = 0. \end{cases}$$

Die Glieder, die keines der A_{rv}^\pm enthalten, geben zusammen die Diracgleichung des strahlungsfreien Elektrons. A_{0v} bedeutet darin das Viererpotential der äußeren Kräfte, also der Kräfte, die vom Atomkern oder von anderen nicht zum System gerechneten Teilchen herrühren. Wir haben die imaginäre Einheit im Massenglied mit j bezeichnet, weil das Rechnen mit der Diracgleichung etwas übersichtlicher wird, wenn man die vor der Quantelung vorhandenen imaginären Einheiten (hier mit j bezeichnet) von den bei der Quantelung hinzutretenden imaginären Einheiten (hier mit i bezeichnet) unterscheidet²⁾.

Die erste Summe in (1) ist die Fourierzerlegung des Strahlungsfeldes. A_{rv}^+ ist der Fourierkoeffizient, der in der Form $e^{i\mathbf{c}\mathbf{r}\cdot\mathbf{r}}$ von

1) P. A. M. Dirac, Proc. Roy. Soc. 114. S. 243 u. 710. 1927; E. Fermi, Rev. Mod. Phys. 4. S. 87. 1932; W. Pauli, Hdb. d. Phys. Bd. XXIV, I. Teil, 2. Aufl. S. 261.

2) O. Scherzer, Ann. d. Phys. [5] 33. S. 591. 1938.

der Zeit abhängt, $A_{r\nu}^-$ hat die Zeitabhängigkeit $e^{-i\epsilon k_\nu t}$. Die zweite Summe ist in den $A_{r\nu}^\pm$ quadratisch und stellt die Energie des Strahlungsfeldes dar. Der Normierungsfaktor n_r in der ersten Summe sorgt dafür, daß der Index r gerade die Zellen von der Größe h^3 im Phasenraum¹⁾ der Lichtquanten zählt. Sind $d\Omega_r$ und dk_r Raumwinkel- und Wellenzahlbereich einer solchen Zelle, so gilt

$$(2) \quad n_r = \left(\frac{c\hbar}{4\pi^3} k_r d\Omega_r dk_r \right)^{1/2}; \quad \sum n_r^2 \dots = \frac{c\hbar}{4\pi^3} \int \dots k_r d\Omega_r dk_r.$$

Die letzte Gleichung soll darauf hinweisen, daß im unendlichen Raum die Fourierkomponenten beliebig dicht liegen, so daß man bei der praktischen Auswertung statt des Summenzeichens das Integralzeichen schreiben kann. Der Begriff der Phasenraumzelle ist unabhängig vom Bezugssystem; n_r ist daher gegenüber Lorentztransformationen unempfindlich²⁾.

Wir denken uns (1) angewandt auf eine Funktion Ψ' der Ortskoordinaten x_1, x_2, x_3 des Elektrons, der Zeitkoordinate $x_4 = jct$ und der Besetzungszahlen $N_{r\nu}$ der einzelnen Lichtquantenzustände. Bei den letzteren unterscheidet der Index r die einzelnen Zustände (Fourierkomponenten) hinsichtlich des Wellenzahlvektors \mathbf{k}_r , der Index ν unterscheidet sie hinsichtlich der Polarisationsrichtung, wobei longitudinale und skalare Quanten zunächst noch mitgezählt werden. Bei dieser Wahl der unabhängigen Veränderlichen sind die p_ν und die $A_{r\nu}^\pm$ dargestellt durch die Operatoren ($l = 1, 2, 3$):

$$(3) \quad \begin{cases} p_l = \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial x_l}; & p_4 = jE = \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial x_4} = ij \frac{\hbar}{c} \frac{\partial}{\partial t}; \\ A_{rl}^+ = \sqrt{N_{rl}} e^{-\frac{\partial}{\partial N_{rl}}}; & A_{r4}^+ = j e^{\frac{\partial}{\partial N_{r4}}} \sqrt{N_{r4}}; \\ A_{rl}^- = e^{\frac{\partial}{\partial N_{rl}}} \sqrt{N_{rl}}; & A_{r4}^- = j \sqrt{N_{r4}} e^{-\frac{\partial}{\partial N_{r4}}}. \end{cases}$$

1) Zur Erleichterung der Vorstellung denke man sich vorübergehend einen sehr großen Periodizitätswürfel als räumlichen Bestandteil des sechsdimensionalen Phasenraumes eingeführt.

2) Es folgt dies auch unmittelbar daraus, daß k_r ein Vierervektor und $k_r d\Omega_r dk_r = \frac{j d\mathbf{k}_r}{k_{r4}}$ ist.

3) Wir wählen $cp_4 = jE$ (nicht $-jE$) also $E = i\hbar \frac{\partial}{\partial t}$, damit ein in der Richtung von \mathbf{k} laufendes Elektron positiver Energie durch eine in dieser Richtung laufende Welle $e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}_v} = e^{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r} - \omega t)}$ dargestellt wird, was sich dem Gedächtnis leichter einprägt und die Gefahr von Vorzeichenfehlern verringert.

Die imaginäre Einheit j in A_{r4}^{\pm} bringt die von der Lorentzinvarianz geforderte Imaginarität der vierten Komponente zum Ausdruck. Wegen $e^{\pm \frac{\partial}{\partial x}} f(x) = f(x \pm 1)$ (Taylorreihe, vgl. Zusatz 1) bestehen zwischen den in (1) vorkommenden Größen die Vertauschungsregeln:

$$(4) \quad x_{\nu} p_{\mu} - p_{\mu} x_{\nu} = i \hbar \delta_{\mu\nu}; \quad A_{r\mu}^{-} A_{s\nu}^{+} - A_{s\nu}^{+} A_{r\mu}^{-} = \delta_{rs} \cdot \delta_{\mu\nu};$$

μ und ν gehen von 1 bis 4; die Auszeichnung der vierten Komponente in (3) ist also nur scheinbar¹⁾. Die Vertauschungsregeln (4) bleiben, ebenso wie die Relation $\gamma_{\mu} \gamma_{\nu} + \gamma_{\nu} \gamma_{\mu} = 2 \delta_{\mu\nu}$, bei Lorentztransformationen erhalten.

Die Summanden der letzten Summe in (1) haben wegen $k_{r4} = j k_r$ nach (3), abgesehen vom Vorzeichen (+ für $\nu = 1, 2, 3$, - für $\nu = 4$), den Betrag $j(2N_{r\nu} + 1)k_r$, die Summe wird also auch dann unendlich, wenn alle $N_{r\nu}$ Null sind. Das Auftreten dieser unendlichen „Nullpunktsenergie“ ist zwar vom physikalischen Standpunkt aus nicht sehr bedenklich, da sie nur eine additive Konstante darstellt. Es liegt aber im Interesse der mathematischen Klarheit, daß wir diese unendliche Konstante aus unseren Gleichungen verbannen. Gleichzeitig wollen wir einen weiteren Schönheitsfehler von (1) beseitigen. Diese Gleichung ist so entstanden, daß die *Energien* von Elektron und Strahlungsfeld zusammengefügt worden sind. Wegen dieser Auszeichnung der *Energie* vor den Impulsen zeigt die Gl. (1) nicht die erwünschte vierdimensionale Symmetrie, die den Nachweis der Lorentzinvarianz erleichtert. Wir wollen deshalb zusammen mit der Nullpunktsenergie die Gesamtenergie der Strahlungsquanten abspalten und nur die Energie des Elektrons und die Wechselwirkungsenergie in unserer Gleichung zurücklassen. Wir erreichen dies durch den Ansatz:

$$\Psi' = e^{ix_4 \sum_{r\nu} \epsilon_{r\nu} \left(N_{r\nu} + \frac{1}{2}\right) k_{r4}} \cdot \Psi; \quad \epsilon_{\nu} = \begin{cases} 1 & \text{für } \nu = 1, 2, 3, \\ j & \text{für } \nu = 4. \end{cases}$$

Da Ψ' der Gl. (1) genügt, erhalten wir eine Gleichung für Ψ , indem wir die Exponentialfunktion von rechts nach links durch die Gl. (1) hindurchschieben und dann weglassen. Berücksichtigen wir, daß aus (3) folgt

1) Hätten wir A_{r4}^{\pm} genau entsprechend den A_{r1}^{\pm} angesetzt, so hätte N_{r4} aus Gründen der Lorentzinvarianz (die vierte Komponente jedes Vierervektors muß imaginär sein) die Reihe der *negativen* ganzen Zahlen (unter Ausschluß der Null) durchlaufen, also $\sqrt{N_{r4}} = j \sqrt{|N_{r4}|}$. Wir haben unsere Schreibweise nur gewählt, um das Auftreten solcher negativer „Besetzungszahlen“ zu vermeiden. Auf die Ergebnisse hat dies keinen Einfluß.

$$p_4 e^{i x_1 \Sigma \varepsilon_\nu^2 (N_{rv} + \frac{1}{2}) k_{r4}} = e^{i x_1 \Sigma \varepsilon_\nu^2 (N_{rv} + \frac{1}{2}) k_{r4}} \left[p_4 + \hbar \sum \varepsilon_\nu^2 (N_{rv} + \frac{1}{2}) k_{r4} \right],$$

$$A_{rv}^\pm e^{i x_1 \Sigma \varepsilon_\nu^2 (N_{rv} + \frac{1}{2}) k_{r4}} = e^{i x_1 \Sigma \varepsilon_\nu^2 (N_{rv} + \frac{1}{2}) k_{r4}} A_{rv}^\pm e^{\mp i k_{r4} x_4},$$

so verbleibt als Gleichung für Ψ

$$(5) \left\{ \begin{aligned} & \left\{ \gamma_\nu \left[p_\nu + \frac{e}{c} A_{0\nu} + \frac{e}{c} \sum_r n_r (A_{rv}^+ e^{-i k_{r\mu} x_\mu} + A_{rv}^- e^{i k_{r\mu} x_\mu}) \right] \right. \\ & \left. + j m_0 c \right\} \Psi = 0. \end{aligned} \right.$$

$k_{r\mu} x_\mu$ bedeutet hierin das vierdimensionale innere Produkt. Gl. (5) weist die volle vierdimensionale Symmetrie auf, die die Lorentz-invarianz auf den ersten Blick erkennen läßt. Außerdem sind die Terme, die zu der unendlichen Nullpunktsenergie Anlaß gaben, aus der Gleichung verschwunden, so daß sie keine Unsicherheit mehr in den Gang der Rechnung hineinragen können.

§ 3. Beseitigung der unendlichen Selbstenergie

Setzen wir zur Abkürzung

$$(6) \quad \sum_r n_r A_{rv}^\pm e^{\mp i k_{r\mu} x_\mu} = A_\nu^\pm,$$

so können wir (5) in der Form schreiben

$$(7) \quad \gamma_\nu p_\nu + \frac{e}{c} \gamma_\nu (A_{0\nu} + A_\nu^+ + A_\nu^-) + j m_0 c = 0.$$

Solange wir diese Gleichung als Gleichung der klassischen Mechanik auffassen, also alle Faktoren als vertauschbar betrachten, ist mit ihr die Gleichung

$$(8) \quad \gamma_\nu p_\nu + \frac{e}{c} \gamma_\nu (A_{0\nu} + e^{-ap_\mu^2} A_\nu^+ e^{ap_\mu^2} + e^{ap_\mu^2} A_\nu^- e^{-ap_\mu^2}) + j m_0 c = 0$$

völlig gleichwertig¹⁾. Anders jedoch, wenn wir zur quantentheoretischen Behandlung übergehen und für die p und A die Operatoren (3)

1) Auch in (8) ist über zweimal auftretenden Indizes summiert zu denken.

$$\text{Es ist also } \gamma_\nu e^{-ap_\mu^2} A_\nu^+ e^{ap_\mu^2} = \sum_\nu \gamma_\nu e^{-a \sum_\mu p_\mu^2} A_\nu^+ e^{a \sum_\sigma p_\sigma^2}.$$

Der Exponent ap_μ^2 ist nicht eichinvariant. Wo es auf Eichinvarianz gegenüber dem äußeren Feld ankommen sollte, wäre in den Exponenten p_μ durch

$$p_\mu + \frac{e}{c} A_{0\mu}$$

zu ersetzen.

einsetzen¹⁾. Wir werden zeigen, daß durch den Übergang von (7) zu (8), der in gewissem Sinn nur eine Umstellung der Faktoren bedeutet, die unendliche Selbstenergie des Elektrons vermieden wird. Vorher werden wir aber an Gl. (8) noch einige Vereinfachungen vornehmen.

Zunächst stellen wir fest, daß das sichtbare Auftreten einer Ruhmasse in der gemeinsamen Gleichung für Elektron und Feld überflüssig ist, wenn die Ruhenergie des Elektrons vollständig in der Energie seines Eigenfeldes zum Ausdruck kommt. Sollte jedoch die elektromagnetische Masse m_e ein Teil der Elektronenmasse m_0 sein, etwa in dem Sinne, daß der andere Teil $m_i = m_0 - m_e$ durch die Entstehungsmöglichkeit eines Mesotrons (schweren Elektrons) hervorgerufen wird, so haben wir in (8) die Ruhmasse m_0 durch diese Teilmasse m_i zu ersetzen. Wir werden ferner berücksichtigen, daß nach (6) und der ersten Zeile von (3) wegen $k_{rv}^2 = 0$ gilt (vgl. Zusatz 1):

$$(9) \quad A_v^\pm = e^{\mp a p_\mu} A_v^\pm e^{\pm a p_\mu} = \sum_r n_r A_{rv}^\pm e^{\mp i k_{rv} x_\mu} e^{2a \hbar k_{rv} p_\mu}.$$

Schließlich werden wir die einzelnen Summanden so anordnen, daß links die gewöhnliche Diracgleichung des Elektrons steht, daß also die rechte Seite als die durch das Strahlungsfeld hervorgerufene Störung aufgefaßt werden kann:

$$(10) \quad \begin{cases} \gamma_v \left(p_v + \frac{e}{c} A_{0v} \right) + j m_0 c = j (m_0 - m_i) c \\ - \frac{e}{c} \gamma_v \sum_r n_r \left(A_{rv}^+ e^{-i k_{rv} x_\nu} + A_{rv}^- e^{i k_{rv} x_\nu} \right) e^{2a \hbar k_{rv} p_\mu}. \end{cases}$$

Diese Anordnung der Summanden legt ein Verfahren zur Bestimmung der neu eingeführten Konstanten a nahe: Wir müssen a so wählen, daß für ein langsames freies oder für ein schwach gebundenes Elektron die Energie durch die Gl. (10) mit vernachlässigter rechter

1) Da A_v^+ die Emission, A_v^- die Absorption eines Lichtquants bewirkt, wirkt der Operator $e^{-a p_\mu}$ stets auf eine Ψ -Funktion, die ein Lichtquant mehr darstellt als die Funktion, auf die der Operator $e^{a p_\mu}$ wirkt. Weist nun das Lichtquant, um das sich die beiden Funktionen unterscheiden, einen für die verfügbare Energie viel zu großen Impuls auf, so ist $e^{-a p_\mu}$ sehr klein und drückt die Emissions- oder Absorptionswahrscheinlichkeit eines solchen Quants erheblich herab. Die Emission und Absorption solcher Lichtquanten mit viel zu großem Impuls, also viel zu kurzer Wellenlänge, war aber gerade die Erscheinung, die in der alten Fassung der Lichtquantentheorie die unendliche Selbstenergie des Elektrons hervorrief.

Seite richtig wiedergegeben wird, daß also die rechte Seite keine Energiestörung bedingt. Wir werden die Bestimmung des Zahlenwertes von a unter der Annahme $m_r = 0$ im übernächsten Abschnitt durchführen¹⁾.

Vorher ist noch eine gewisse Schwierigkeit zu klären. Gl. (10) enthält, wenn man sich die Exponentialfunktionen durch ihre Reihenentwicklung dargestellt denkt, unendlich hohe Potenzen von p_r , also unendlich hohe Ableitungen nach der Zeit. Die Gleichung hat daher viel mehr (∞ mal soviel) Lösungen, als wir für die Deutung der physikalischen Vorgänge brauchen können. Wir werden diese Vieldeutigkeit durch die Verabredung beheben, daß wir aus der Vielzahl der Lösungen immer gerade diejenigen meinen, die sich durch (stationäre oder nichtstationäre) Störungsrechnung aus den Lösungen der ungestörten Gleichung (rechte Seite gleich Null) berechnen lassen.

§ 4. Stationäre Lösung

Um Gl. (10) näherungsweise zu lösen, werden wir Ψ nach den zeitabhängigen Lösungen Ψ_n der ungestörten Gleichung entwickeln:

$$(11) \quad \Psi = \sum a_n \Psi_n.$$

Als Ψ_n wählen wir solche Lösungen, bei denen das Elektron durch die Eigenfunktion ψ_{k_n} dargestellt wird, und bei denen die verschiedenen durch r, ν gekennzeichneten Lichtquantenzustände mit $N_{r,\nu}$ Lichtquanten besetzt²⁾ sind, also

1) Da sich das γ -freie Massenglied im Falle $m_r = 0$ aus (10) heraushebt, treten in (10) dann nach Multiplikation mit γ , nur noch die drei Cliffordschen Einheiten $i\gamma_1\gamma_2, i\gamma_2\gamma_3, i\gamma_3\gamma_1$ auf. Das System der hyperkomplexen Einheiten ist also noch weiter reduzierbar (W. Franz, Zur Methodik der Diracgleichung, Sitzber. d. Bayr. Akad. d. Wiss. 1935, S. 432), so daß man mit zwei Grundeinheiten (darstellbar durch Paulimatrizen) auskommt. Wir werden von dieser Reduktionsmöglichkeit keinen Gebrauch machen, denn wir würden dadurch den unmittelbaren Anschluß an die experimentell so gut gesicherte Diracgleichung verlieren.

2) Es ist vielfach üblich, die longitudinalen Lichtquanten und die durch $\nu = 4$ gekennzeichneten skalaren Quanten zu eliminieren, bevor man Ψ nach Eigenfunktionen entwickelt (vgl. z. B. E. Fermi, Rev. Mod. Phys. 4. S. 130. 1932). Wenn man in den Exponenten von (10) den Elektronenimpuls p_μ durch den konstanten Gesamtimpuls $P_\mu = p_\mu + \hbar \sum_{r,\mu} \varepsilon_\mu^2 k_{r\mu} N_{r\mu}$ ersetzt, ist dies auch

$$(12) \psi_n = \psi_{k_n} \prod_{r\nu} \delta(N_{r\nu} - N_{r\nu n}) = u_{k_n} e^{-\frac{i}{\hbar} E_{k_n} t} \prod_{r\nu} \delta(N_{r\nu} - N_{r\nu n}).$$

Die u_{k_n} sind die zeitfreien Eigenfunktionen der linken Seite von (10), E_{k_n} ist der zugehörige Eigenwert. Infolge der Störung sind die a_n langsam veränderliche Funktionen der Zeit¹⁾. Da Gl. (10) die Zeit explizit enthält, ist sie für die nichtstationäre Behandlung besser geeignet als für stationäre Lösungsansätze. Die stationären Lösungsansätze waren es jedoch gerade, an denen sich das Versagen der Gl. (1) besonders deutlich erwies. Wir wollen uns daher gerade am Beispiel der stationären Behandlung von der Wirksamkeit der Abänderung überzeugen. Wir setzen dazu voraus, daß das äußere Feld A_0 , nicht von der Zeit abhängt. Die Zeit ist dann explizit nur noch in der Störung enthalten.

Eine stationäre Lösung haben wir dann, wenn die Absolutwerte aller a_n zeitlich konstant sind, wenn also gilt $a_n = b_n e^{-i\omega_n t}$ mit konstanten b_n . Wir kommen auf eine zeitfreie Gleichung, wenn wir die ω_n wählen gemäß der Gleichung

$$(13) \quad \hbar \omega_n + E_n = \text{const} = E; \quad E_n = E_{k_n} + c \hbar \sum_{r\nu} \varepsilon_{\nu}^2 N_{r\nu n} k_r.$$

Setzen wir die so bestimmten a_n in (11) ein und wenden wir (10) auf ψ an, so erhalten wir in üblicher Weise nach Multiplikation mit $\bar{\psi}_m$ und Integration über die Koordinaten von Elektron und Strahlungsfeld (wir werden auf die Einzelheiten der Rechnung in Zusatz 2 genauer eingehen):

hier ohne Schwierigkeit möglich. Durch den Übergang von p_μ zu P_μ werden die zahlenmäßigen Ergebnisse der in dieser Arbeit durchgeführten Rechnungen nicht berührt, wohl aber Bedenken grundsätzlicher Art (Einfluß ferner Lichtquanten auf das Verhalten des Elektrons) hervorgerufen. So lange p_μ statt P_μ in den Exponenten von (10) auftritt, ist die Abspaltung des skalaren Potentials nicht ohne weiteres möglich. Sie ist aber auch für die meisten Überlegungen gar nicht erforderlich.

1) Diese „Kopplungsverstimmung“ bringt zum Ausdruck, daß für das Elektron infolge der Existenz seines Feldes, und für das Lichtquant bei Anwesenheit von Materie der Zusammenhang zwischen Wellenlänge und Frequenz ein anderer ist als im ungestörten Fall. Es war der Fehler der bisherigen Strahlungstheorie, daß neben den langsam veränderlichen a_n auch noch unendlich viele unendlich schnell veränderliche a_n auftraten. In der vorliegenden Theorie sind extrem stark verstimmte Zustände durch das in solchen Fällen exponentielle Verschwinden des Faktors $e^{-ap_\nu^2}$ unschädlich gemacht.

$$(14) \left\{ \begin{aligned} (E - E_m) b(k_m; \dots, N_{rvm}, \dots) &= m_e c^2 \sum_{k_n} b(k_n; \dots, N_{rvm}, \dots) \\ &\cdot \int \bar{u}_{k_m} u_{k_n} d\tau + \sum_{r,v} e^{2a\hbar \left(\hbar \sum_{s,\mu} \epsilon_{\mu}^2 N_{s\mu m} k_s - \frac{E}{c} \right) k_r} \\ &\cdot \sum_{k_n} \left[\sqrt{N_{rvm}} W_{rv;mn}^- b(k_n; \dots, N_{rvm} - 1, \dots) \right. \\ &\quad \left. + \sqrt{N_{rvm} + 1} W_{rv;mn}^+ b(k_n; \dots, N_{rvm} + 1, \dots) \right]; \\ W_{rv;mn}^{\pm} &= j e n_r \epsilon_v e^{\pm 2a\hbar^2 k_r^2} \int \bar{u}_{k_m} \gamma_v e^{\pm i\tau} e^{2a\hbar \tau v} u_{k_n} d\tau^1. \end{aligned} \right.$$

Gl. (14) kann genau so weiterbehandelt werden wie die entsprechende Gleichung der üblichen Strahlungstheorie, mit der sie bei Streichung von a und m_e übereinstimmt. Der Unterschied ist nur der, daß die bei der näherungsweisen Lösung von (14) auftretenden Integrale bis zur dritten Näherung endlich bleiben.

§ 5. Die Ruhmasse des Elektrons

Solange kein Anhaltspunkt für das Verhältnis der elektromagnetischen Masse m_e zur Gesamtmasse m_0 vorliegt, werden wir annehmen, daß $m_e = 0$, also die gesamte Elektronenmasse elektromagnetischen Ursprungs ist. Aus Gl. (10) heben sich dann die Massen heraus, und die strengen Lösungen von (14) sind mit jedem Wert von m_0 verträglich. Der Wert von m_0 , den man in den Experimenten finden wird, ist der, der die rechte Seite von (10) zu einer möglichst kleinen Störung macht; denn die Annahmen, unter denen man die Experimente auswertet, laufen auf die Vernachlässigung der Strahlungsrückwirkung, also der rechten Seite von (10), hinaus. Diesen Wert von m_0 in Abhängigkeit von der neu eingeführten Konstanten a wollen wir jetzt berechnen. Wir werden dabei sehen, daß wir $a \approx 2,3 \cdot 10^{31} \text{ g}^{-2} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^2$ wählen müssen, um mit dem gemessenen Wert der Ruhmasse in Übereinstimmung zu bleiben.

Der Einfachheit halber gehen wir von einem ruhenden Elektron aus. Wir lösen Gl. (14) in üblicher Weise, indem wir uns die rechte Seite mit einem „Störungsparameter“ λ multipliziert denken und den

1) Wenn man sich die γ_v durch Matrizen dargestellt denkt, ist unter $\int \dots d\tau$ auch die Summation über die Spinvariablen zu verstehen.

Eigenwert E auf der linken Seite¹⁾ von (14) und die Entwicklungskoeffizienten b_m nach Potenzen von λ entwickeln:

$$E = \sum_{\nu=0}^{\infty} \lambda^{\nu} E_{\nu}; \quad b_m = \sum_{\nu=0}^{\infty} \lambda^{\nu} b_{m\nu}.$$

In nullter Näherung soll nur das ruhende Elektron mit der Eigenfunktion u_0 vorhanden sein, alle $N_{r\nu n}$ seien gleich Null. Es ist also

$$E_0 = m_0 c^2; \quad b_{00} = b_0(0; 0, 0, \dots) = 1; \quad \text{alle anderen } b_{m0} = 0.$$

Die Eigenfunktion u_0 denken wir uns auf Eins normiert²⁾:

$$\int \bar{u}_0 \gamma_4 u_0 d\tau = 1.$$

Die erste Näherung gibt dann wegen $u_0 = -\gamma_4 u_0$

$$E_1 = m_0 c^2 \int \bar{u}_0 u_0 d\tau = -m_0 c^2.$$

Die zweite Näherung ergibt in üblicher Weise

$$(15) \quad E_2 = \sum_{r, \nu} e^{2a \frac{\hbar}{c} (c \hbar k_r - 2E) k_r} \sum_{k_n} \frac{W_{r\nu}^{+; 0n} W_{r\nu}^{-; n0}}{E_0 - E_{k_n} - c \hbar k_r}.$$

Die Summe über k_n geht dabei über den Raum des Wellenzahlvektors \mathbf{k}_n des Elektrons und über die zwei oder vier zu einem bestimmten Wellenzahlvektor gehörigen Eigenfunktionen: zwei, wenn man sich im Sinne der Positronentheorie alle Zustände negativer Energie besetzt denkt, vier, wenn man die negativen Zustände als frei betrachtet. Die etwas langwierige Ausrechnung ergibt im ersten Fall (vgl. Zusatz 3):

$$E_2 = - \frac{e^2 c}{4\pi a \hbar E};$$

im zweiten Fall (negative Zustände frei) tritt noch ein Faktor $-2am_0E$ im Nenner hinzu. Für $a=0$ ergibt sich wie bisher in beiden Fällen $E_2 = \infty$. Wir werden im folgenden nur mit der zweiten Annahme weiterrechnen, da die (an sich vernünftigeren) Annahme besetzter negativer Zustände den Rahmen des Einkörperproblems sprengt.

1) Das E auf der rechten Seite (im Exponenten) wird zweckmäßigerweise nicht entwickelt, sondern als zunächst unbestimmte Konstante mitgenommen.

2) Ob wir dabei an die in einem sehr großen Kasten eingeschlossenen Eigenfunktion denken, oder an die Eigenfunktion eines gebundenen Elektrons im Grenzfall unendlich schwacher Bindung, oder an ein sehr ausgedehntes Wellenpaket, ist auf das Ergebnis ohne Einfluß.

Wir wenden nunmehr die Forderung an, daß die Energiestörung verschwinden soll, also in unserer Näherung:

$$0 = E_1 + E_2 = -m_0 c^2 + \frac{e^2 c}{8\pi a^2 \hbar m_0 E^2} = -m_0 c^2 + \frac{e^2}{8\pi a^2 \hbar m_0^3 c^3}.$$

Hieraus ergibt sich

$$(16) \quad \begin{cases} m_0 = \sqrt[4]{\frac{e^2}{8\pi a^2 \hbar c^5}}, \text{ oder, nach } a \text{ aufgelöst,} \\ a = \frac{e}{m_0^2 \sqrt{8\pi \hbar c^5}} = 2,3 \cdot 10^{31} \text{ g}^{-2} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^2. \end{cases}$$

Gehen wir bei unserem Näherungsverfahren von einer Lösung mit *negativer* Energie aus, so wird $E < 0$, und die Integrale divergieren. Einem Elektron im Zustand negativer Energie kommt sonach eine unendlich große Ruhmasse zu. Wir werden hierauf wie auch auf die höheren Näherungen in § 6 zurückkommen.

Durch die Betrachtung des ruhenden Elektrons ist der Zahlenwert von a auch für bewegte Elektronen festgelegt. Die Betrachtung des *gleichförmig* bewegten Elektrons (vgl. Zusatz 3) bringt wegen der Lorentzinvarianz unserer Gleichungen nichts Neues. Bei einem gebundenen Elektron dagegen ist zu erwarten, daß die Gleichung $E_1 + E_2 = 0$ und damit die erste Gl. (16) einen etwas anderen Wert der Ruhmasse m_0 liefert. Die Ruhmasse erscheint in (10) als eine reine Rechengröße, deren Zahlenwert bei bekanntem a erst durch Gesichtspunkte der Bequemlichkeit des Näherungsverfahrens bestimmt wird. Ihre Abhängigkeit vom Bindungszustand besagt, daß neben der Geschwindigkeitsabhängigkeit der Masse auch noch eine kleine Abhängigkeit von der Beschleunigung und den höheren Differentialquotienten auftritt, und daß dadurch die Terme der Atome ein wenig verschoben werden¹⁾. Die Berechnung dieser Verschiebungen aus Gl. (10), auch im Falle $m_i \neq 0$, dürfte auf keine grundsätzlichen Schwierigkeiten stoßen. Vielleicht ergibt sich so eine Festlegung der noch unbekannten Größe m_i .

§ 6. Die Ladungsverteilung im Elektron

Die Funktion $e^{a p_\mu^2}$, die wir beim Übergang von (7) zu (8) eingeführt haben, ist nur *eine* von vielen Funktionen, die alle den gleichen Zweck erfüllen. Wir hätten genau so gut $e^{a f(p_\mu^2)}$ schreiben

1) In dem bisher ausschließlich betrachteten Fall $a = 0$ ergab sich diese Verschiebung als unendlich (vgl. I. Waller, Ztschr. f. Phys. 62. S. 673. 1930; J. Oppenheimer, Phys. Rev. 35. S. 461. 1930) und wurde daher als sinnlos weggelassen.

können, worin die Funktion $f(x)$ nur der Bedingung unterworfen ist, daß sie das Integral

$$\int_0^{\infty} e^{-a f(x)} x dx$$

konvergent macht¹⁾. Alle Rechnungen von § 3—5 lassen sich ohne weiteres auf diesen Fall übertragen. Die Freiheit in der Wahl von f kann man dazu benützen, die Masse m_0^- des Elektrons in den Zuständen negativer Energie endlich zu machen, denn man erhält

$$(17) \quad m_0^- = m_0 \frac{\int_0^{\infty} e^{-a f(-x)} x dx}{\int_0^{\infty} e^{-a f(x)} x dx},$$

also insbesondere $m_0^- = m_0$ für $f(-x) = f(x)$.

Die bisher besprochenen Ansätze gewährleiten das Endlichbleiben der Energie des Elektrons bis zur dritten Näherung einschließlich. Will man erreichen, daß auch die höheren Näherungen sinnvoll bleiben, so muß man $e^{ap_\mu^2}$ durch einen Faktor ersetzen, der nicht nur von der *Elektronen*-Eigenfunktion, sondern auch vom Zustand des *Feldes* abhängt. So gewährleistet der Ersatz von ap_μ^2 durch $a(p_\mu^2)^2 + b \left(\sum_{r, \mu} \epsilon_\mu^2 N_{r\mu} k_{r\mu} \right)^2$ das Endlichbleiben der höheren Näherungen, ohne daß die Größe b vor der vierten Näherung in der Selbstenergie des Elektrons erscheint. Das Auftreten der $N_{r\mu}$ im Exponenten hat jedoch zur Folge, daß irgendwelche in großer Zahl vorhandenen fernen Lichtquanten das Verhalten des Elektrons beeinflussen, was doch kaum den wirklichen Verhältnissen entsprechen dürfte. Weiterhin ist zu bedenken, daß von der vierten Näherung ab die Paarbildungs- und Zerstrahlungsprozesse einen

1) Auf die Möglichkeit von Abänderungen, die sich im Grenzfall $\hbar \rightarrow 0$ nicht herausheben, die also bei Energien $\gg m^0 c^2$ die klassischen Bewegungsgesetze des Elektrons verändern, sei nur nebenbei hingewiesen. Eine solche Änderung ist z.B. das Ersetzen der Funktionen $e^{-ap_\mu^2}$ in (8) durch $e^{-a(p_\mu^2 + m_0^2 c^2)}$ unter gleichzeitiger Streichung der Funktionen $e^{+ap_\mu^2}$; das zahlenmäßige Ergebnis von § 5 wird durch diese Änderung nicht berührt. Allgemeiner kann man an Stelle von $e^{-a(p_\mu^2 + m_0^2 c^2)}$ auch $e^{-a f(p_\mu^2 + m_0^2 c^2)}$ verwenden. Eine Abänderung der letzten Art mit einer Funktion f , die für wachsende positive und negative Argumente gegen ∞ geht, wird möglicherweise durch die mangelnde Schärfe der δ -Funktionen in Zusatz 3 erzwungen (vgl. Anm. 1 auf S. 601).

Beitrag zur Selbstenergie liefern, so daß die Zulässigkeit der Behandlung als *Ein-Körperproblem* in dieser Näherung fraglich erscheint.

Der Willkür des beim Übergang von (7) zu (8) einzuführenden „Formfaktors“ $e^{-a/(p\mu)}$ entspricht klassisch die Unkenntnis der Ladungsverteilung im Innern des Elektrons. Einen Hinweis auf die Verknüpfung dieser beiden unbekannten Funktionen erhalten wir, wenn wir im Anschluß an (9) ausrechnen (wir betrachten dabei der Einfachheit halber p_μ als gewöhnliche Zahl, nicht als Operator):

$$\begin{aligned} D_{\mu\nu}(\mathbf{r}) &= \mathbf{A}_\nu^-(\mathbf{r}, t) \cdot (\mathbf{A}_\mu^+(0, t))_{a=0} - (\mathbf{A}_\mu^+(0, t))_{a=0} \mathbf{A}_\nu^-(\mathbf{r}, t) \\ &= -ijc \sum_{r,s} n_r n_s (A_{r\nu}^- A_{s\mu}^+ - A_{s\mu}^+ A_{r\nu}^-) k_{s4} \\ &\quad \cdot e^{i(k_{r4} - k_{s4})jct} e^{i\mathbf{r} \cdot \mathbf{r}} e^{2a\hbar k_{r\mu} p_\mu}. \end{aligned}$$

Nach der zweiten Gl. (4) folgt hieraus bei Berücksichtigung von $c p_4 = jE$, $k_{r4} = jk_r$ und $E^2 - c^2 \mathbf{p}^2 = m_0^2 c^4$:

$$\begin{aligned} D_{\mu\nu}(\mathbf{r}) &= ic \delta_{\mu\nu} \sum_r n_r^2 k_r e^{i\mathbf{r} \cdot (\mathbf{r} - 2ia\hbar \mathbf{p})} e^{-2a \frac{\hbar}{c} k_r E} \\ &= i \frac{c^2 \hbar}{4\pi^2} \delta_{\mu\nu} \int e^{i\mathbf{r} \cdot (\mathbf{r} - 2ia\hbar \mathbf{p})} e^{-2a \frac{\hbar}{c} k_r E} d\mathbf{r} = 2\pi i \hbar c^2 \delta_{\mu\nu} D(\mathbf{p}, \mathbf{r}) \end{aligned}$$

$$(18) \quad D(\mathbf{p}, \mathbf{r}) = \frac{2a\hbar}{\pi^2 c} \frac{E}{(r^2 - 4ia\hbar p r + 4a^2 \hbar^2 m_0^2 c^2)^{3/2}}.$$

Für $\mathbf{p} = 0$ (ruhesendes Elektron) erweist sich D im Grenzfall $a = 0$ als dreidimensionale δ -Funktion und bringt damit die Punktförmigkeit von Elektron und Lichtquant zum Ausdruck. Für $a \neq 0$ werden wir somit $eD(0, \mathbf{r})$ als die Ladungsverteilung in einem ruhenden Elektron zu deuten haben. Für bewegte Elektronen ($\mathbf{p} \neq 0$) nimmt D komplexe Werte an. Sein Realteil ergibt gegenüber dem Fall $\mathbf{p} = 0$ eine in der Bewegungsrichtung verkürzte Dichteverteilung. Die Verkürzung weist Ähnlichkeiten mit der Lorentzkontraktion auf, ist aber nicht völlig mit ihr identisch. Die Energie des bewegten Elektrons (Zusatz 3) hängt mit der Ruhenergie in der durch die Lorentzinvarianz geforderten Weise zusammen.

Rechnet man rein klassisch die zu der Dichteverteilung $D(0, \mathbf{r})$ gehörige elektrostatische Energie aus, so findet man für ein ruhendes Elektron den Wert

$$E_{\text{stat.}} = \frac{e^2}{4\pi a \hbar m_0 c} = m_0 c^2 \sqrt{\frac{e^2}{2\pi \hbar c}} \approx \frac{1}{30} m_0 c^2.$$

Die elektrostatische Energie ergibt sich also in Übereinstimmung mit anderen halbklassischen Elektronenmodellen¹⁾ als ein kleiner Bruchteil der Gesamtenergie. Als Radius der Kugel, in der sich die Hälfte der Elektronenladung befindet, erhält man bei Berücksichtigung von (16):

$$r \approx 4,5 a \hbar m_0 c \approx 0,9 \frac{e^2}{m_0 c^2} \sqrt{\frac{\hbar c}{e^2}}.$$

Der Übergang von (7) zu (8) entspricht also in gewissem Sinne der Einführung einer räumlichen Ausdehnung des Elektrons, die eine Zehnerpotenz über der Größenordnung des klassischen Elektronenradius liegt. Indem man $e^{ap_\mu^2}$ durch andere gleichwertige Funktionen ersetzt, hat man es in der Hand, andere Funktionen $D(p, r)$, also andere gleichwertige Verteilungen der Elektronenladung in die Theorie einzuführen, ohne die raumzeitliche Symmetrie der Gleichungen zu zerstören. Mit dem Verschwinden des Elektronenradius für $\hbar \rightarrow 0$ hängt vermutlich das Mißlingen seiner Einführung in die klassische Elektronentheorie zusammen.

Es erhebt sich nun die Frage, ob sich in irgendwelchen Experimenten die Form der Funktion $f(p_\mu^2)$ bemerkbar macht. Für nicht zu schnelle Elektronen ($ap^2 \ll 1$, also $m \ll 10 m_0$) ist dies sicher nicht der Fall. Für sehr schnelle Elektronen dagegen können erhebliche Abweichungen von der bisherigen Quantentheorie auftreten. In der Anm. 1 auf S. 596 besprochenen Abänderung sorgt beispielsweise der Faktor $e^{-af(p_\mu^2 + m_0^2)}$ dafür, daß der Energiesatz auch für die Zwischenzustände gilt, für die er in der gewöhnlichen Quantentheorie nicht erfüllt zu sein braucht. Da hierdurch Übergangsmöglichkeiten ausscheiden, ist es sehr wohl denkbar, daß Versuche mit hinreichend schnellen Elektronen eine Aussage über die Funktion f und damit auch über die Ladungsverteilung im Elektron gestatten.

Zusammenfassung

Aus der als Formulierung der Wechselwirkung zwischen Lichtquant und Elektron vorgeschlagenen Gl. (10) oder einer der in § 6 besprochenen Verallgemeinerungen läßt sich der elektromagnetische Teil der Ruhenergie des Elektrons berechnen, soweit die Paarbildungs- und Zerstrahlungsprozesse nicht zur Energie beitragen, also in erster bis dritter Näherung. Will man auch in den höheren Näherungen divergente Integrale vermeiden, so sind etwas gekünstelte Abänderungen erforderlich, deren Berechtigung man wohl erst dann

1) Vgl. z. B. H. Hönl, Ann. d. Phys. [5] **33**, S. 565. 1938.

beurteilen kann, wenn man den zu engen Standpunkt des Ein-Elektronenproblems verläßt.

Gl. (10) führt auf eine endliche Ladungsdichte im Innern des Elektrons, ohne Störung der vierdimensionalen Symmetrie. Für bewegte Elektronen erscheint nach Gl. (18) an Stelle der Ladungsdichte eine *komplexe* Funktion, so daß die üblichen Einwände gegen die Vereinbarkeit von Lorentzinvarianz und endlichem Elektronenradius nicht geltend gemacht werden können.

Die Form der Ladungsverteilung im Innern des Elektrons bleibt zunächst noch unbestimmt, ebenso die Größe eines eventuellen nicht elektromagnetischen Bestandteils m_i der Ruhmasse. Möglicherweise bringt die Anwendung der Gl. (10) auf gebundene oder sehr schnell bewegte Elektronen hier eine Klärung.

Mathematische Zusätze

1. *Das Rechnen mit Operatoren unendlich hoher Ordnung.* Gl. (3) enthält Operatoren vom Typus $e^{\frac{\partial}{\partial x}}$; die Exponentialfunktion ist durch ihre Reihenentwicklung ersetzt zu denken. Es gilt somit bei konstantem a :

$$e^{\frac{a}{\partial x}} \psi(x) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{a^n}{n!} \frac{\partial^n \psi(x)}{\partial x^n} = \psi(x+a),$$

Jenn die Summe ist gerade die Taylorentwicklung dieser Funktion. Ist ψ ein Produkt von zwei Funktionen f und g , so wirkt der Operator auf beide in gleicher Weise ein. Wir können daher unter Weglassung der zweiten Funktion g schreiben:

$$(A) \quad e^{\frac{a}{\partial x}} f(x) = f(x+a) e^{\frac{a}{\partial x}}.$$

Da sich die meisten in der Physik vorkommenden Funktionen $f(x)$ in ausreichender Näherung durch *ganze* Funktionen darstellen lassen, ist es üblich, diese Gleichung auch dann noch als gültig zu betrachten, wenn a außerhalb des Konvergenzkreises der Taylorentwicklung liegt.

Für die Gültigkeit der Beziehung (A) ist es nicht erforderlich, daß der eine Operator gerade die Differentiation nach dem anderen enthält. Mit einigem Rechenaufwand bestätigt man, daß Gl. (A) auch dann bestehen bleibt, wenn man $\partial/\partial x$ durch eine beliebige Größe ∂_x ersetzt, die der Vertauschungsregel $\partial_x x - x \partial_x = 1$ genügt. Als vierdimensionale Erweiterung von (A) ergibt sich daher mit $p_\nu = -i\hbar \frac{\partial}{\partial x_\nu}$ (wir lassen beim vierdimensionalen inneren Produkt $\sum_\nu k_\nu p_\nu$ das Summenzeichen weg):

$$(B) \quad e^{i k_\nu p_\nu} f(x_\mu) = f(x_\mu + \hbar k_\mu) e^{i k_\nu p_\nu};$$

$$(C) \quad e^{i k_\nu x_\nu} f(p_\mu) = f(p_\mu - \hbar k_\mu) e^{i k_\nu x_\nu}.$$

Mit der Gleichung $\sum_{\nu} k_{r\nu}^2 = 0$ für die Wellenzahlen $k_{r\nu}$ des Lichtquants folgt aus (B):

$$e^{a k_{r\nu} p_{\nu}} e^{i k_{r\mu} x_{\mu}} = e^{i k_{r\mu} x_{\mu}} e^{-i^2 a \hbar k_{r\mu}^2} e^{a k_{r\nu} p_{\nu}} = e^{i k_{r\mu} x_{\mu}} e^{a k_{r\nu} p_{\nu}}.$$

Hiervon und von (C) ist in Gl. (9) Gebrauch gemacht.

2. *Der Übergang zur zeitfreien Gleichung.* Um die Säkulargleichung (14) der stationären Lösung zu erhalten, setzen wir (12) in (11) ein und wenden (10) darauf an, nachdem wir noch $a_n = b_n e^{-i \omega_n t}$ gesetzt haben. Wir berücksichtigen dabei, daß die b_n konstant sind und daß die in den $A_{r\nu}^{\pm}$ nach (3) erhaltenen Differentiationen nur auf die Besetzungszahlen $N_{r\nu}$, nicht auch auf die Quantenzahlen $N_{r\nu n}$ wirken:

$$\begin{aligned} & j \gamma_4 \frac{\hbar}{c} \sum_n \omega_n b_n e^{-\frac{i}{\hbar} (E_{k_n} + \hbar \omega_n) t} u_{k_n} \prod_{s, \nu} \delta(N_{s\nu} - N_{s\nu n}) \\ &= j m_e c \sum_n b_n e^{-\frac{i}{\hbar} (E_{k_n} + \hbar \omega_n) t} u_{k_n} \prod_{s, \nu} \delta(N_{s\nu} - N_{s\nu n}) \\ &- \frac{e}{c} \sum_n b_n e^{-\frac{i}{\hbar} (E_{k_n} + \hbar \omega_n) t} \sum_{r, \nu} n_r \varepsilon_{\nu} \gamma_{\nu} \left[\sqrt{N_{r\nu}} e^{-i k_{r\nu} x_{\nu}} \delta(N_{r\nu} - 1 - N_{r\nu n}) \right. \\ &\quad \left. + \sqrt{N_{r\nu} + 1} e^{i k_{r\nu} x_{\nu}} \delta(N_{r\nu} + 1 - N_{r\nu n}) \right] \\ &\cdot e^{2 a \hbar \mathbf{r} \cdot \mathbf{p}} e^{-2 a \frac{\hbar}{c} (E_{k_n} + \hbar \omega_n) k_{\mathbf{r}}} u_{k_n} \prod_{(s, \mu) \neq (r, \nu)} \delta(N_{s\mu} - N_{s\mu n}). \end{aligned}$$

Wir erhalten daraus eine Gleichung für die $b_m = b(k_m; \dots, N_{r\nu m} \dots)$, indem wir mit dem zeitfreien Bestandteil von $\bar{\Psi}_m$ multiplizieren und über die Koordinaten von Elektron und Strahlungsfeld integrieren (die Ψ_n bilden ein vollständiges normiertes Orthogonalsystem, die Integration über die $N_{r\nu}$ geht von $-\infty$ bis ∞). Setzen wir ω_n aus (13) in die so erhaltene Gleichung ein, so können wir den beiderseitigen Faktor

$$\frac{j}{c} e^{-\frac{i}{\hbar} (E_{k_m} + \hbar \omega_m) t} = \frac{j}{c} e^{-\frac{i}{\hbar} (E - c \hbar \sum_{r, \nu} \varepsilon_{\nu}^2 N_{r\nu m} k_r) t}$$

weglassen, und die Gleichung wird tatsächlich zeitfrei und mit (14) identisch.

3. *Berechnung der Energiestörung zweiter Näherung.* Das in (15) auftretende Matrixelement $W_{r\nu; n0}^-$ ist nach (14)

$$W_{r\nu; n0}^- = j e n_r \varepsilon_{\nu} e^{-2 a \hbar^2 k r^2} \int \bar{u}_{k_n} \gamma_{\nu} e^{-i \mathbf{r} \cdot \mathbf{v}} e^{2 a \hbar \mathbf{r} \cdot \mathbf{p}} u_0 d\mathbf{r};$$

u_0 ist ein auf Eins normiertes Wellenpaket:

$$(D) \quad u_0 = \int \sqrt{\delta(\mathbf{l})} u_{\mathbf{l}} d\mathbf{l}.$$

$\delta(\mathbf{l})$ ist die dreidimensionale δ -Funktion im Raum des Vektors \mathbf{l} , und

$$d\mathbf{l} = dk_x dk_y dk_z$$

das Volumenelement in diesem Raum. u_t ist der zeitfreie Bestandteil der auf den t -Raum normierten Eigenfunktion Ψ_t des freien Elektrons, für die gilt¹⁾

$$\Psi_t^\pm = v_t^\pm e^{i k_\mu x_\mu}; \quad v_t^\pm = \frac{\hbar \gamma_v k_v - j m_0 c}{4 \sqrt{\pi^3 E m_0}} I_0;$$

$$I_0 = \frac{1}{4} (1 + i \gamma_1 \gamma_3) (1 + \gamma_1 \gamma_2 \gamma_3 \gamma_4); \quad I_0^2 = I_0.$$

Die der anderen Spinnmöglichkeit entsprechenden Funktion v_t^- entsteht aus v_t^+ , wenn man I_0 durch $i j \gamma_1 \gamma_4 I_0$ ersetzt. Es gilt also

$$\begin{aligned} \frac{W_{rv;0}^-}{j e n_r \varepsilon_v} e^{2 a \hbar^2 k^2} &= \int \sqrt{\delta(t)} \overline{v_{t_n} \gamma_v} v_t d t \int e^{-i(t_n + t_r) \tau} e^{2 a \hbar t_r v} e^{i t \tau} d \tau \\ &= \int \sqrt{\delta(t)} \overline{v_{t_n} \gamma_v} v_t \cdot (2 \pi)^3 e^{2 a \hbar^2 t r} \delta(t - t_n - t_r) d t \\ &= 2^3 \pi^3 e^{2 a \hbar^2 (t_r t_n + t^2)} \overline{v_{t_n} \gamma_v} v_{t_n + t_r} \sqrt{\delta(t_n + t_r)}. \end{aligned}$$

Ganz entsprechend berechnet sich

$$\frac{W_{rv;0}^+}{j e n_r \varepsilon_v} = 2^3 \pi^3 e^{2 a \hbar^2 (t_r t_n + t^2)} \overline{v_{t_n + t_r} \gamma_v} v_{t_n} \sqrt{\delta(t_n + t_r)}.$$

Nach (15) haben wir zu bilden

$$\begin{aligned} \sum \frac{W_{rv;0}^+}{E_0 - E_{t_n} - c \hbar k_r} \frac{W_{rv;0}^-}{E_0 - E_{t_n} - c \hbar k_r} \\ = - 2^6 \pi^6 e^2 n_r^2 \varepsilon_v^2 \int e^{2 a \hbar^2 (2 t_r t_n + t^2)} \frac{|t_n \gamma_v v_{t_n + t_r}|^2}{E_0 - E_{t_n} - c \hbar k_r} \delta(t_n + t_r) d t_n. \end{aligned}$$

Dieser Wert ist nun noch über die beiden Spinnmöglichkeiten des Zwischenzustandes v_{t_n} zu summieren, wobei wir uns mit Rücksicht auf die δ -Funktion auf den Fall $t_n + t_r = 0$ beschränken dürfen. Die etwas umständliche Ausrechnung der Summation ergibt:

$$\sum_{\pm} |v_{t_n}^\pm \gamma_v v_{t_n + t_r}|^2 = \frac{1}{2^7 \pi^6} \left(- \varepsilon_v^2 + \frac{m_0 c^2}{E_{t_n}} \right) I_0; \quad \varepsilon_v^2 = \begin{cases} 1 & \text{für } v = 1, 2, 3; \\ -1 & \text{für } v = 4. \end{cases}$$

So erhalten wir schließlich nach Ausführung der Integration²⁾:

$$\begin{aligned} \sum \frac{W_{rv;0}^+}{E_0 - E_{t_n} - c \hbar k_r} \frac{W_{rv;0}^-}{E_0 - E_{t_n} - c \hbar k_r} &= \frac{1}{2} \frac{n_r^2 e^2 \varepsilon_v^2}{E_0 - c \sqrt{m_0^2 c^2 + \hbar^2 k_r^2} - c \hbar k_r} \\ &\quad \left(\varepsilon_v^2 - \frac{m_0 c}{\sqrt{m_0^2 c^2 + \hbar^2 k_r^2}} \right) e^{-2 a \hbar^2 t^2}, \end{aligned}$$

1) Vgl. z. B. O. Scherzer, Ann. d. Phys. [5] **33**, S. 591. 1938.

2) Wir machen dabei die Annahme, daß die auf die Fourierzerlegung (D) zurückgehende δ -Funktion im Unendlichen stärker verschwindet, als die Exponentialfunktion unendlich wird. Bei gebundenen Elektronen ist der Fourierkoeffizient der Eigenfunktion u_0 , der an die Stelle von $\sqrt{\delta(t)}$ tritt, auch für $t \neq 0$ von Null verschieden und nimmt für große $|t|$ nur wie eine Potenz von $|t|$ ab. Man wird daher bei genaueren Untersuchungen besser mit einer Abänderung der in Anmerkung 1) auf S. 596 besprochenen Art rechnen.

also nach (15) wegen $\sum \varepsilon_r^4 = 4$, $\sum \varepsilon_r^2 = 2$ und $E_0 = m_0 c^2$:

$$E_2 = \frac{1}{c} \sum_r \frac{n_r^2 c^2}{m_0 c - \sqrt{m_0^2 c^2 + \hbar^2 k_r^2} - \hbar k_r} \left(2 - \frac{m_0 c}{\sqrt{m_0^2 c^2 + \hbar^2 k_r^2}} \right) e^{-4 a \frac{\hbar}{c} E k_r}.$$

Sind die Zustände negativer Energie alle besetzt, so ist dies schon der gesamte Beitrag der zweiten Näherung zur Energie. Sind dagegen die Zustände negativer Energie sämtlich frei, so ist zu der obigen Summe derselbe Ausdruck mit dem umgekehrten Vorzeichen der Wurzeln zu addieren.

Wegen der Kleinheit von $a \hbar E$ wird der wesentliche Beitrag zur Summe von den *großen* k_r geliefert. Wir werden daher nur die jeweils höchste Potenz von k_r beibehalten. Bei besetzten Zuständen negativer Energie gibt dies nach Verwendung von (2):

$$E_2 = - \frac{e^2}{c \hbar} \sum_r \frac{n_r^2}{k_r} e^{-4 a \frac{\hbar}{c} E k_r} = - \frac{e^2}{\pi} \int_0^\infty e^{-4 a \frac{\hbar}{c} E k_r} d k_r = - \frac{e^2 c}{4 \pi a \hbar E}.$$

Sind die negativen Zustände frei, so überwiegt deren Beitrag und man erhält:

$$E_2 = \frac{2 e^2}{m_0 c^2} \sum_r n_r^2 e^{-4 a \frac{\hbar}{c} E k_r} = \frac{e^2 c}{8 \pi m_0 a^2 \hbar E^2}.$$

Für *bewegte* Elektronen liefert das Glied $j m_0 c$ auf der rechten Seite von (10) in unserer Näherung die Entwicklung von $\sqrt{(m_0 - m)^2 c^2 + p^2}$ nach Potenzen von $m_e = m_0 - m$. Behalten wir nur die erste Potenz von e^2 und dem m_e auf der rechten Seite von (10) bei ¹⁾, so erhalten wir diesmal bei freien Zuständen negativer Energie:

$$E_1 = - \frac{m_0 m_e c^4}{E}; \quad E_2 = \frac{2 e^2}{E} \sum_r n_r^2 e^{-4 a \frac{\hbar}{c} \left(\frac{E}{c} k_r - v \tau \right)} = \frac{e^2}{8 \pi a^2 \hbar c^2 m_0^2 E}.$$

E_1 und E_2 gehen also mit derselben Potenz von E , und wenn sie sich für das ruhende Elektron ($E = m_0 c^2$) wegheben, so tun sie das auch für alle anderen E . Die vorgeschlagene Abänderung der Grundgleichungen wirkt sich also nicht auf die Energie des *gleichförmig bewegten* Elektrons aus.

1) Dies ist konsequent, da ja in unserer Auffassung m_e eine Auswirkung des Feldes und als solche von der Größenordnung e^2 ist.

Darmstadt, Institut für theoretische Physik.

(Eingegangen 23. Dezember 1938)

**Absolute Lichtausbeuten,
Anregungsfunktionen und Intensitätsverhältnisse
im He-, Ne- und Ar-Spektrum bei Anregung
durch Atomstoß im Geschwindigkeitsbereich
von 0 bis 4500 Volt¹⁾**

Von Volkmar Neumann

(Mit 11 Abbildungen)

Inhalt: I. Einführung. — II. Apparatur: 1. Ionenquelle; 2. Umladung; 3. Thermoelektrische Messungen; 4. Gaskreislauf; 5. Geschwindigkeitshomogenität des Atomstrahls; 6. Photographische Aufnahmen. — III. Methoden zur Bestimmung der absoluten Lichtausbeute bei Atomstoß: 1. Bestimmung der Gesamtausbeute eines Spektralbereiches; 2. Bestimmung der absoluten Lichtausbeute einzelner Spektrallinien aus der Gesamtausbeute; 3. Bestimmung der absoluten Lichtausbeute einzelner Spektrallinien durch Vergleich mit den Linien einer geeichten Strahlungsnormalen. — IV. Genauigkeit der Messungen. — V. Ergebnisse: Intensitätsverhältnisse, Anregungsfunktionen und absolute Lichtausbeuten: 1. Stoß von Ne-Atomen auf Ne-Atome; 2. Stoß von He-Atomen auf He-Atome; 3. Stoß von Ar-Atomen auf Ar-Atome; 4. Stoß verschiedenartiger Partner. — VI. Zusammenfassung.

I. Einführung

Die optischen Anregungsfunktionen und absoluten Lichtausbeuten von Linien der Edelgasspektren bei Elektronenstoßanregung sind in mehreren Arbeiten gemessen worden²⁻⁶⁾. Dabei wurden für die einzelnen Terme und Linienserien charakteristische Gesetzmäßigkeiten gefunden. Anders liegen die Verhältnisse bei Atomstoßanregung. Wegen der erheblich größeren experimentellen Schwierigkeiten wurden bisher nur wenige Untersuchungen vorgenommen. Es mangelte vor allem an geeigneten, homogenen und genügend intensiven Atomquellen. Auch die theoretische Behandlung der Atomstoßvorgänge steht im wesentlichen noch aus.

1) D 27 (gekürzt).

2) W. Haule, Ztschr. f. Phys. **56**. S. 94. 1929.

3) B. Schulze, Ztschr. f. Phys. **56**. S. 378. 1929.

4) W. Haule, Ztschr. f. Phys. **65**. S. 512. 1930.

5) O. Thieme, Ztschr. f. Phys. **78**. S. 412. 1932.

6) O. Fischer, Ztschr. f. Phys. **86**. S. 646. 1933.

In vorliegender Arbeit wurden die Stoßprozesse

Ne \rightarrow Ne	He \rightarrow He	Ar \rightarrow Ar
H \rightarrow Ne	H \rightarrow He	H \rightarrow Ar
—	—	He \rightarrow Ar

bei geringen Geschwindigkeiten untersucht und untereinander, sowie mit den Ergebnissen bei Elektronenstoß verglichen, soweit das bei den unterschiedlichen Versuchsbedingungen möglich ist.

II. Die Apparatur

Zur Erzeugung des Atomstrahls diente eine Anordnung, wie sie im Prinzip schon von Dempster¹⁾, Hanle²⁾ und besonders von Maurer³⁾ für ähnliche Untersuchungen verwandt wurde:

Durch Elektronenstoß ionisierte Atome wurden mit elektrischen Feldern auf die gewünschte Geschwindigkeit gebracht. Infolge teilweiser Umladung entstand ein Ionen-Atom-Gemisch, aus dem der geladene Anteil durch ein Querfeld herausgezogen werden konnte, so daß ein Strahl neutraler Atome übrigblieb (Abb. 1).

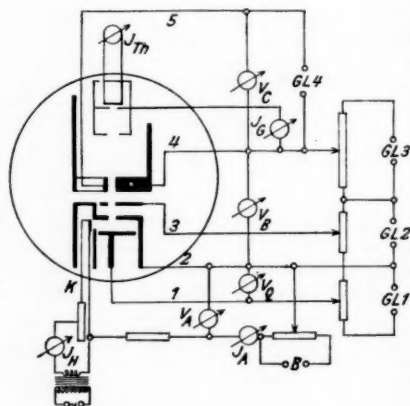


Abb. 1. Elektrodenanordnung und Schaltung der Apparatur

1. Die Ionenquelle

Die Elektronen entstammten einer zwischen der Glühkathode *K* und der Anode 2 brennenden, durch ein Magnetfeld gebündelten Niedervoltbogen-Entladung. Druck und Bogenspannung waren so eingestellt, daß der größte Teil der Elektronen nach Durchfliegen des Anodenspaltes zwischen den Elektroden 1 und 2 ionisierte. Die gebildeten Ionen wurden durch ein an 1–2 liegendes Querfeld aus dem Erzeugungsraum herausgezogen.

2. Die Umladung

Im Beschleunigungsraum zwischen den Elektroden 2–3–4 fanden wegen des dort herrschenden geringen Druckes sicher keine Umladungen statt. Erst nach Durchsetzen des unteren Spaltes der Elektrode 4 erreichte der Strahl

1) A. J. Dempster, Proc. Nat. Acad. Amer. **36**, S. 553. 1925.

2) W. Hanle, Phys. Ztschr. **33**, S. 245. 1932; W. Hanle u. K. Larché, Phys. Ztschr. **33**, S. 884. 1932.

3) W. Maurer, Ztschr. f. Phys. **96**, S. 489. 1935.

wieder einen Raum höheren Druckes, der außerdem feldfrei gehalten war. Hier lud sich der größte Teil der Ionen um. Nach dem Resonanzprinzip von Kallmann und Rosen¹⁾ ist der Wirkungsquerschnitt für Umladung dann am größten, wenn die Ionen im eigenen Gas umladen. Bei Kollision von Partnern verschiedener Gase ist er um so größer, je weniger die Ionisierungsspannungen voneinander abweichen. Das wirkte sich in diesem Falle dahin aus, daß der aus der Elektrode 4 tretende Strahl bei strenger Energieresonanz (also bei He^+ in He, Ne^+ in Ne und Ar^+ in Ar) einen erheblich größeren Prozentsatz durch Umladung entstandener neutraler Atome enthielt als im Falle mehr oder weniger großer Resonanzverstimmung (etwa bei H^+ in He, Ne und Ar oder bei He^+ in Ar).

Das Verhältnis Atome/Ionen wurde in jedem der angeführten Fälle gemessen.

In die Elektrode 4 war senkrecht zur Strahlrichtung ein Kondensator 4-5 eingebaut, dessen eine Belegung die Elektrode 4 selbst darstellte. Der Ionenanteil des Strahles konnte durch ein angelegtes Feld aus der Strahlrichtung herausgelenkt werden, so daß im Beobachtungsraum neben dem Atomstrahl ein Ionenstrahl zu sehen war, der unter einem der Größe des angelegten Feldes entsprechenden Winkel aus dem Kondensator austrat. Bei den Atomstoßaufnahmen war dieses so hoch gewählt, daß die Ionen den Kondensator gar nicht verlassen konnten, sondern auf die Platte 5 gezogen wurden.

3. Thermoelektrische Messungen des Atomstrahles

Zur Messung des Atomstrahles diente eine Methode, die von Beeck²⁾, Maurer³⁾ und Döpel⁴⁾ angewandt wurde. Ein Auffänger mit eingebautem Thermoelement (Abb. 1) wurde durch eine Transportvorrichtung (Abb. 2) an die Stelle im Beobachtungsraum geführt, an der auch die photographischen Messungen vorgenommen wurden. Der Auffänger war so dimensioniert, daß er den ganzen Strahl aufnehmen konnte. Auf das Thermoelement fiel nur ein dünnes, aus der Strahlmitte ausgeblendetes Bündel. Zunächst wurde geprüft, ob sich auf dem Wege vom Ionenkondensator bis zum Auffänger durch Stoßionisation neue Ionen bildeten, die die Messungen fälschen würden. Es zeigte sich, daß dies bei den im Beobachtungsraum eingestellten Drucken nicht der Fall war. Der Auffängerstrom ging beim Einschalten des Kondensatorfeldes nahezu auf Null zurück. Erst bei höheren Drucken setzte ziemlich plötzlich merkliche Ionenneubildung ein.

Die Eichung des Thermoelementes geschah mit Hilfe der Ionen, deren Zahl galvanometrisch bestimmt werden kann. Die Differenz der Thermostrome bei ein- und ausgeschaltetem Kondensatorfeld ergaben den relativen Ionenanteil, da im ersten Falle die kinetische Energie der Atome allein, im zweiten Falle aber die des Ionen-Atom-Gemisches den Thermostrom verursachten.

Es mußte dabei vorausgesetzt werden, daß der Akkomodationskoeffizient für Ionen und Atome gleich ist. Diese Voraussetzung ist nach van Voorhis und Compton⁵⁾ in genügendem Maße erfüllt.

1) H. Kallmann u. B. Rosen, Naturwiss. 18. S. 448. 1930.

2) O. Beeck, Ann. d. Phys. [5] 19. S. 121. 1935. 1934

3) W. Maurer, a. a. O.

4) R. Döpel, Ann. d. Phys. [5] 16. S. 1. 1933.

5) Van Voorhis, Phys. Rev. 37. S. 1596. 1931.

4. Der Gaskreislauf

Bei den Atomstoßuntersuchungen $\text{He} \rightarrow \text{He}, \text{Ne} \rightarrow \text{Ne}$ und $\text{Ar} \rightarrow \text{Ar}$ wurde das Gas nach dem Durchströmen der Stoßapparatur mit der in Abb. 2 dargestellten Zirkulationsanordnung in das Vorratsgefäß 1 zurückgepumpt. Diese Methode ist äußerst sparsam; denn mit einer Gasfüllung kann eine große Anzahl von Messungen und Aufnahmen gemacht werden. Außerdem läßt sich das Gas besonders gut reinigen. Die Edelgase wurden mittels Reduzierventil aus Stahlflaschen dem Vorratsgefäß zugeführt. Von diesem strömten sie durch Nadelventile in den Beobachtungsraum und den Kathodenraum der Stoßapparatur. Hinter der Pumpe fand in einem mit Adsorptionskohle

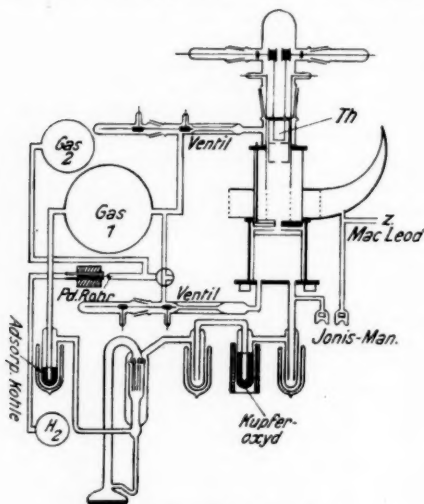


Abb. 2. Gaskreislauf.

Anordnung des Thermoelementes

gefüllten Ausfriergefäß die Reinigung statt. Erst nach längerem Zirkulieren wurde das Gas völlig frei von Fettdämpfen und anderen Fremdgasverunreinigungen. Bei den Versuchen mit Argon mußten größere Mengen eingeleitet werden, da dieses Gas durch Kohle in erheblichem Maße adsorbiert wird, so daß sie erst gesättigt werden mußte. Auch bei Stoß von Wasserstoffatomen auf Edelgasatome konnte die Zirkulationsmethode angewandt werden. Dabei wurde der Kathodenraum gegen den Gasbehälter 1 abgeschlossen. Der Wasserstoff wurde durch ein glühendes Palladiumrohr in die Apparatur gebracht. Nach dem Abpumpen wurde das Wasserstoff-Edelgas-Gemisch über stark erhitztes Kupferoxyd geleitet,

das durch den Wasserstoff zu metallischem Kupfer reduziert wurde.

Die Messung des Druckes in den einzelnen Stoßräumen der Anordnung wurde mit Ionisationsmanometern durchgeführt. Die Drucke ließen sich so genau einstellen und laufend aufrecht erhalten.

5. Die Geschwindigkeitshomogenität des Atomstrahls

Zur Untersuchung der Geschwindigkeitsverteilung im Strahl wurden in der üblichen Weise Gegenspannungskurven bei verschiedenen Beschleunigungsspannungen aufgenommen. Für diese Messungen wurde der Ionenanteil benutzt, da die Atome in ihrer Bewegung durch elektrische Felder unbeeinflusst bleiben. Es wurde also die Annahme gemacht, daß die Ionen und Atome im Strahl dieselbe Geschwindigkeitsverteilung haben. Dies ist aber nur der Fall, wenn sämtliche Umladungen erst in dem feldfreien Raum innerhalb der Elektrode 4 vor sich gehen (Abb. 1). Da hier kein Potentialgefälle vorhanden war, konnte die Geschwindigkeitshomogenität nicht mehr verschlechtert werden, wenn auch

die Ionen an verschiedenen Orten in der Strahlrichtung umladen. Es mußte nur vermieden werden, daß sie dies schon im Beschleunigungsraum wegen zu hohen Druckes tun. Ebenso durften im Beobachtungsraum keine Umladungen stattfinden, da die dabei entstehenden Ionen thermischer Geschwindigkeit einen zusätzlichen Strom verursachen, der das Kurvenbild verzerren würde. Diese Fehler wurden mit Hilfe einer von Maurer¹⁾ beschriebenen Meßsonde ausgeschaltet.

Abb. 3 zeigt eine der gewonnenen Gegenspannungskurven. Die Beschleunigung betrug 1540 Volt. Als Abszisse ist die angelegte Gegenspannung, als Ordinate der zwischen Auffänger und Rohr fließende Strom aufgetragen. Der bei 1540 Volt beginnende und bis $1540 + 20$ Volt gehende steile Abfall der Kurve ist ein Zeugnis für die gute Geschwindigkeitshomogenität der Ionen. Wie Messungen bei verschiedenen Beschleunigungs- und Querspannungen zeigten, war die Größe der Geschwindigkeitsverteilung lediglich auf die am Ionisierungsraum liegende Querspannung zurückzuführen. Die an verschiedenen Orten entstandenen Ionen durchliefen einen verschiedenen Anteil der Querspannung. Um diesen — und damit die Geschwindigkeitsverteilung — möglichst klein zu halten, wurde bei allen Messungen eine Querspannung von 20 Volt angelegt.

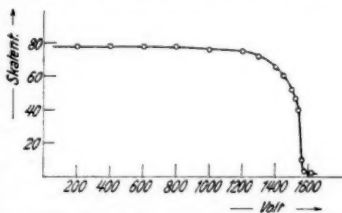


Abb. 3. Gegenspannungskurve für eine Beschleunigungsspannung von 1540 Volt. Querspannung 20 Volt

6. Die photographischen Aufnahmen

Für die Aufnahmen des Stoßleuchtens stand ein großer Zeisscher Dreiprismenspektrograph mit Kamera verschiedener Lichtstärke und Dispersion zur Verfügung. Der Strahl wurde in allen Fällen 1:1 auf den Spektrographenspalz abgebildet.

Die Aufnahmen im Roten wurden mit Agfa-Spektralrot-Hart-Platten, die im Blauen mit Agfa-Spektralblau-Ultrarapid-Platten gemacht. — Auf alle Platten wurden außer dem Leuchten des Stoßvorganges das einer geeichten Lampe, sowie einer 10-stufigen Hansenschen Stufenblende aufgedruckt. Durch entsprechendes meßbares Abschwächen mit spektralgeeichten Neutralfiltern wurden die Belichtungszeiten der Normallampen und Stufenblenden denen des Atomstoßleuchtens angeglichen. Dadurch wurden Fehler vermieden, die durch die jeweilige Ermittlung des Schwarzschild-Exponenten hereingekommen wären. Die Belichtungszeiten betrugen 0,5 bis 8 Std.

III. Methoden zur Bestimmung der absoluten Lichtausbeute bei Atomstoß

Wollte man die absolute Lichtausbeute einzelner Spektrallinien photoelektrisch messen, so müßte man diese durch geeignete Filter gut trennen. Dies ist bei einzelnen gut isoliert liegenden Linien schon gemacht worden. Bei sehr linienreichen Spektren aber ist diese Methode überhaupt nicht anwendbar, da es fast in keinem

1) W. Maurer, a. a. O.

Fälle möglich ist, eine der eng aneinander liegenden Linien auszusondern aus Mangel an genügend selektiven Filtern. Es kommen daher nur spektrographische Methoden in Frage, die gleichzeitig noch den Vorteil besitzen, die Anregungsfunktionen und absoluten Lichtausbeuten aller im Empfindlichkeitsbereich der Platte liegenden Spektrallinien zugleich zu liefern.

1. Bestimmung der Gesamtausbeute des roten Neonleuchtens

Das bei Stoßanregung im Ne-Spektrum auftretende Leuchten erstreckt sich über einen Wellenlängenbereich von ungefähr 5850 bis 6720 Å und umfaßt etwa 20 intensive Linien, die über 95% der Gesamtintensität ausmachen. Leider fehlt es an einer geeigneten, spektral geeichten Strahlungsnormalen für diesen Spektralbereich, mit der die Intensitätsverteilung quantitativ und absolut durch Vergleich nach photographischen Methoden bestimmt werden kann. Es wurde deshalb das Gesamtleuchten des Ne-Strahls mit dem einer geeichten Ne-Spektrallampe im gleichen Spektralgebiet photographisch verglichen und so die Gesamtausbeute bestimmt.

Die Strahlungsenergie der Spektrallampe wurde thermoelektrisch gemessen. Die Eichung der Thermosäule erfolgte mit einer Hefnerkerze. Diese wurde genau mit dem vorschriftsmäßigen Blenden in 2,0 m Entfernung von der Thermosäule aufgestellt. Die gesamte Strahlungsenergie einer Hefnerkerze im horizontalen Abstand von 1 m beträgt 940 Erg pro sec/cm². Im vorliegenden Fall fiel auf eine bestrahlte Fläche der Thermosäule von 0,145 cm² bei 2,0 m Entfernung die Energie

$$E_{HK} = \frac{940 \cdot 0,145}{4} = 34,1 \text{ erg/sec.}$$

Eine von der Spektrallampe mittels Kondensor gut ausgeleuchtete Blende wurde so auf die Thermosäule abgebildet, daß ebenfalls eine Fläche von 0,145 cm² bestrahlt wurde. Genau am Ort der Thermosäule befand sich dann bei den Aufnahmen die photographische Platte. Durch geeignete Kombination mehrerer Schott-Glasfilter F_1 wurde das in Frage kommende Spektralgebiet von ungefähr 5850—6720 Å vom Ultraroten und den übrigen Teilen des sichtbaren Spektrums befreit. Dieser Bereich enthielt genau 32% der gesamten Strahlungsenergie der Lampe. Durch diese Maßnahme wurde verhindert, daß auf die Thermosäule Licht gelangte, das nachher von der photographischen Platte nicht erfaßt werden konnte. Durch ein Neutralglasfilter F_2 wurde bei den Aufnahmen noch geschwächt, um die Belichtungszeiten denen des Atomstoßleuchtens gut anzugleichen. Die Gesamtdurchlässigkeit dieses Filters für den Spektralbereich mußte besonders bestimmt werden. Es wurde die Strahlungsenergie der mit Rotfilter F_1 geschwächten Ne-Spektrallampe mit und ohne Vorschalten von Filter F_2 mit einem empfindlichen Thermorelais gemessen. Daraus ergab sich der Filterfaktor (Durchlässigkeitszahl) für F_2 . Die Belichtungszeit für die Aufnahme des Atomstoßleuchtens betrug etwa 30 Minuten. — Das Bild zeigte einen scharf begrenzten Strahl, der nur wenig divergierte. An verschiedenen Stellen senkrecht zur Strahlrichtung vorgenommene Photo-

metrierungen ergaben, daß die von den Photometerkurven eingehüllten Flächen die gleiche Größe hatten. Daraus ist ersichtlich, daß zwar wegen der auftretenden Divergenz die Flächenhelligkeit geringer wird, der durch den Gesamtquerschnitt des Strahles gehende Lichtstrom aber auf der ganzen zur Abbildung gelangenden Strahlänge gleich ist. Die gemittelten Flächenhelligkeitswerte ergaben mit der Gradationskurve umgerechnet ein relatives Intensitätsmaß.

Durch die Eichung der Spektrallampe konnte die auf die photographischen Platte gelangende Strahlungsenergie berechnet werden, woraus sich die Gesamtstrahlung des Atomstrahles ermitteln ließ.

Es war nötig, den optischen Schwerpunkt des Spektralbereiches von 5850—6720 Å genau zu bestimmen. Zu diesem Zwecke mußte erst die unten beschriebene spektrale Verteilung genau gemessen werden. Es ergab sich für den Schwerpunkt des Spektralbereiches ein Wert von 6100 Å.

Die Bestimmung der Zahl der durch den Stoßraum fliegenden Atome erfolgte thermoelektrisch.

Die gemessenen Gesamtausbeuten sind in Abb. 5 wiedergegeben.

2. Bestimmung der absoluten Ausbeute der einzelnen Spektrallinien des Ne-Spektrums

Bei der Messung der Gesamtausbeute war das Leuchten aller vom Atomstrahl angeregten Linien summiert worden. Geht man zur Untersuchung der Teilausbeuten einzelner Linien über, so muß die spektrale Empfindlichkeitsverteilung der verwandten Plattenemulsion bekannt sein. Eine von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt geeichte Wolfram-Bandlampe diente zu ihrer Bestimmung. Die Temperatur war pyrometrisch in Abhängigkeit von der Belastungsstromstärke gemessen worden. Sie betrug 1973° K bei 10,1 Amp. Die Eichung erfolgte im roten Licht eines Schott-Glasfilters bei 6500 Å, also gerade in dem Gebiet, für das die spektrale Plattenempfindlichkeit bestimmt werden sollte.

Das auf jede Platte aufgenommene Kontinuum der Wo-Bandlampe wurde photometriert und mit Hilfe einer ebenfalls aufgedruckten Hausenschen Stufenblende auf Schwärzungsintensitäten umgerechnet.

Das auf jede Platte aufgenommene Kontinuum der Wo-Bandlampe wurde photometriert und mit Hilfe einer ebenfalls aufgedruckten Hausenschen Stufenblende auf Schwärzungsintensitäten umgerechnet.

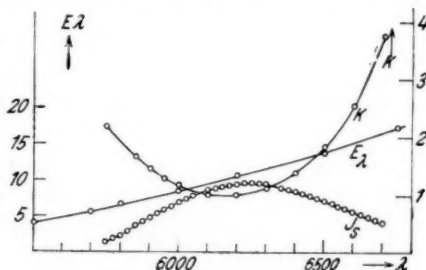


Abb. 4. Ermittlung der relativen Plattenempfindlichkeit.

I_s = Intensitätsverteilung der Platte
 E_λ = Berechnete Strahlungsintensität
 K = Korrektionskurve

Diese ergeben die Kurve I_s in Abb. 4, also den Intensitätsverlauf der Schwärzung ohne Berücksichtigung der Energieverteilung des Strahlers. Nach der Wienschen Strahlungsformel wurde nun der Energieverlauf in dem Spektralgebiet für 1973° K berechnet. (E_λ in Abb. 4.) Es interessierten dabei nicht die absoluten Energiebeträge, sondern nur die relativen Verhältnisse. Das mit fallender Wellenlänge ansteigende Emissionsvermögen des Wolframs muß dabei berücksichtigt werden¹⁾. Ließen E_λ und I_s parallel, so würde das bedeuten, daß die Emulsion für alle Wellenlängen des Spektralbereiches von gleicher Empfindlichkeit ist. Die Korrektionskurve $K = \frac{E_\lambda}{I_s}$ gibt das Reziproke des wirklichen Verlaufs der relativen Plattenempfindlichkeit wieder.

Für alle Ne-Linien wurden nun die aus Photometerausschlag und Gradationskurve ermittelten Schwärzungswerte mit den der Wellenlänge entsprechenden Werten der Korrektionskurve multipliziert. Die Summe aller dieser Produkte wurde gleich der Gesamtausbeute gesetzt, die nach der unten angegebenen Methode ermittelt worden war. Dadurch ergab sich die auf jede einzelne Linie entfallende Teilausbeute.

In Tab. 1 sollen als Beispiele die Zwischenwerte und absoluten Ausbeuten der 19 einzelnen Ne-Linien angegeben werden, die bei 4050 Volt Beschleunigungsspannung und einem Druck von $1,5 \cdot 10^{-2}$ mm Hg

Tabelle 1

Absolute Lichtausbeuten und Anregungsquerschnitte
einiger roter Neonlinien bei Stoß von Ne-Atomen

λ	T	I_s	K	I_0	A	Q_A
6678	$^1P_1 - ^3D_2$	9,8	3,5	34	$50 \cdot 10^{-6}$	$43 \cdot 10^{-3}$
6599	$^1P_1 - ^3P_1$	8,7	2,7	22	34	28
6533	$^1P_1 - ^3P_0$	23,2	2,1	49	75	62
6507	$^3P_1 - ^1D_2$	34,0	2,0	68	103	85
6402	$^3P_2 - ^3D_3$	85,2	1,5	128	195	161
6383	$^3P_1 - ^1P_1$	39,2	1,4	54	83	69
6334	$^3P_2 - ^1D_2$	42,3	1,3	53	81	67
6305	$^3P_1 - ^3P_2$	12,1	1,2	14	22	18
6266	$^3P_0 - ^3D_1$	60,3	1,1	68	104	86
6217	$^3P_2 - ^1P_1$	14,8	1,1	15	23	19
6164	$^3P_0 - ^3P_1$	39,9	1,0	41	61	50
6143	$^3P_2 - ^3P_2$	85,1	1,0	85	129	107
6096	$^3P_1 - ^3D_2$	72,9	1,0	73	114	94
6074	$^1S_0 - ^3P_1$	44,7	1,1	47	71	59
6030	$^3P_2 - ^3P_1$	22,4	1,1	25	37	31
5979	$^3P_2 - ^3D_1$	23,5	1,1	26	39	33
5945	$^3P_2 - ^3D_2$	67,7	1,2	80	123	102
5882	$^3P_2 - ^3P_1$	43,6	1,2	53	80	66
5852	$^1P_1 - ^3P_0$	49,3	1,2	61	93	77

1) A. H. Worthing, Handb. d. Phys. XIX. S. 43.

durch Ne-Atomstoß angeregt wurden. Die Spalten enthalten: 1. die Wellenlänge λ , 2. die Termbezeichnung T , 3. die mit der Gradationskurve umgerechnete Schwärzung der Linie I_s , 4. den Korrektionsfaktor K , 5. die relative Intensität der Linie I_0 , 6. die absolute Ausbeute A und 7. den Anregungsquerschnitt Q_A cm^2/cm^3 für 1 cm Hg.

Die Gesamtausbeute betrug $1,5 \cdot 10^{-3}$, der Gesamtquerschnitt für Anregung in dem Spektralbereich $1,26 \text{ cm}^2/\text{cm}^3$.

3. Bestimmung der absoluten Ausbeute von Linien der He- und Ar-Spektren durch Vergleich mit Linien einer geeichten Quecksilber-Normallampe

Als Strahlungsnormale diente eine von Krefft, Rößler und Rüttenauer¹⁾ entwickelte Quecksilber-Hochdrucklampe, deren spektrale Energieverteilung kürzlich von mehreren Autoren gemessen wurde. Es lagen Werte von Krefft und Mitarbeitern¹⁾, Fischer²⁾ und bisher noch unveröffentlichte von Weißflog vor. Die Ergebnisse Fischers und Weißflogs stimmen verhältnismäßig gut überein, während diejenigen Kreffts erheblich höher liegen. Benutzt wurden die Mittelwerte der Messungen Fischers und Weißflogs. Die Strahlungsenergiewerte in $\text{Erg}/\text{cm sec}^2$ für 1 m Entfernung der Strahlungsquelle waren für die vier Eichlinien folgende:

Wellenlänge in Å	Krefft	Fischer	Weißflog	Mittelwerte
5460	1560	—	138	138
4358	954	379	434	406
4047	605	198	256	227
3650	1750	550	570	560

Es wurden auf jede Platte mehrere verschieden geschwächte Spektren der Normallampe aufgedruckt, um für jede Eichlinie in den geraden Teil der Schwärzungskurve zu kommen.

IV. Genauigkeit der Messungen

Um ein klares Bild über die diesen Methoden anhaftenden Fehler zu bekommen, müssen die bei den einzelnen Teilmessungen auftretenden Fehler in ihrer Gesamtheit abgeschätzt werden. Es wurden zu diesem Zwecke alle elektrischen und photographischen Messungen unter möglichst sorgfältigem Konstanthalten der Versuchsbedingungen mehrmals wiederholt. Die errechneten Ausbeutewerte wichen in keinem Falle mehr als 40% vom Mittelwert ab. Es soll nun im folgenden die Verteilung dieses verhältnismäßig großen Gesamtfehlers auf die Teilmessungen diskutiert werden.

1) H. Krefft, F. Rößler u. A. Rüttenauer, Ztsch. f. techn. Phys. 18. S. 20. 1937.

2) E. Fischer, Ztschr. f. techn. Phys. 18. S. 336. 1937.

Elektrische Messungen am Atomstroßrohr. Ströme und Spannungen der Ionenquelle wurden ständig, der Atomstrom durch Messungen mit dem Thermoelement oft während der Aufnahmen gemessen und nachreguliert. Der Fehler konnte dadurch sehr gering gehalten werden. Er dürfte mit etwa 3% angesetzt werden.

Druckmessungen. Die äußerst geringen Druckschwankungen konnten mit Hilfe von Ionisationsmanometer-Messungen sofort durch Nachregulieren von Nadelventilen kompensiert werden. Ein Fehler durch Druckeinfüsse ist deshalb überhaupt nicht zu erwarten. Bemerkenswert ist, daß durch die gute Druckkonstanz auch das Atom-Ionen-Verhältnis und damit der Atomstrom sich nur wenig ändern konnten.

Berechnung der abbildenden Optik. Zur Abbildung des Ne-Strahls auf die photographische Platte und zur Verbesserung der Spaltausleuchtung wurden Glaslinsen verwandt, deren Reflexions- und Absorptionsverluste teils aus der Rechnung herausfielen, teils gesondert bestimmt werden mußten. Im ganzen muß für die Ungenauigkeit der Justierung und Ausmessung der abbildenden Teile ein Fehler von etwa 5% angesetzt werden.

Eichung der Thermosäule mit einer Hefnerkerze. Der Meßfehler beträgt 3%.

Eichung der Ne-Spektrallampe mit der Thermosäule. Der Lampenstrom wurde während der Aufnahmen konstant gehalten. Die Beleuchtungsstärke der Lampe konnte über eine Photozelle kontrolliert werden. Sie stieg und fiel nur bei Änderung des Lampenstromes. Fehler: 1%.

Eichung der Hg-Normallampe. Wie schon erwähnt wurde, sind die Eichwerte der Hg-Normallampe sehr unsicher. Deshalb ist eine Abschätzung der Meßfehler überhaupt nicht möglich. Bei den Werten Fischers (vgl. S. 611) und Weißflogs ist die mittlere Abweichung vom Mittelwert 8%, was man etwa als Fehler einsetzen könnte.

Photographische Messungen. Die durch die photographische Methode der Intensitätsmessung hervorgerufenen Fehler werden im allgemeinen mit etwa 20% angegeben. Dazu kommen noch die Fehler, die durch das Vergleichen der relativen Intensitäten mit den Eichmarken oder -linien zur absoluten Energiebestimmung entstehen. Es ist hierfür ein weiterer Fehler von etwa 10% zu setzen. Zusammen also 30%.

Der Gesamtfehler der Ausbeutemessungen liegt also bei etwa 50%. Er erscheint sehr groß. Es ist aber leicht einzusehen, daß er auch unter Anwendung größter Mühe und Mittel nicht erheblich verringert werden kann. Für die Intensitätsverhältnisse ist der Fehler mit ungefähr 30% anzusetzen.

V. Ergebnisse

1. Stoß von Ne-Atomen auf Ne-Atome

Zunächst interessiert es, die *Intensitätsverhältnisse* der Linien des Ne-Spektrums zu betrachten, die für Elektronenstoß von Ende¹⁾ und für Anregung in der positiven Säule von Dorgelo²⁾ ermittelt wurden. In Tab. 2 sind die gefundenen Werte für alle drei Anregungsbedingungen gegenübergestellt. Es zeigt sich, daß die von Ende¹⁾ und Hanle³⁾ diskutierten starken Abweichungen beim Ver-

1) W. Ende, Ztschr. f. Phys. 56. S. 503. 1929.

2) H. B. Dorgelo, Ztschr. f. Phys. 26. S. 756. 1925.

3) W. Hanle, a. a. O.

gleich der Intensitätsverteilung bei Elektronenstoß und Anregung in der positiven Säule noch viel größer bei Atomstoß werden. So steht z. B. dem von Ende gefundenen Intensitätsverhältnis des Triplets $s^3P - p^1P_1$ von 1:4:1 ein Verhältnis von 1:3, 5:3 gegenüber. Am auffälligsten ist das außerordentlich starke Ansteigen der Linie 5852 Å, die bei Elektronenstoß überhaupt nicht meßbar angeregt wird, in der positiven Säule schon ziemlich stark herauskommt, und bei Atomstoß noch ganz erheblich stärker angeregt wird. Eine ganze Reihe von Linien zeigen bei allen drei Anregungsarten ein gleiches Verhältnis. Jedoch handelt es sich dabei nicht um solche gleichen Anfangs- oder Endterms, so daß eine der üblichen Kombinationsregeln nicht herangezogen werden kann.

Tabelle 2

Vergleich der relativen Intensität einiger Neonlinien bei verschiedenartiger Anregung. Die Intensität der stärksten Linie 6402 Å wurde 100 gesetzt

λ	Term- bezeichnung	Relative Intensitäten		
		Positive Säule	Elektronenstoß von 60 Volt	Neon-Atomstoß bei 4400 Volt
6533	$^3P_0 - ^1P_1$	15,0	9,3	38,5
6383	$^3P_1 - ^1P_1$	32,5	35,7	42,5
6217	$^3P_2 - ^1P_1$	10,0	8,6	12,0
6507	$^3P_1 - ^1D_2$	39,5	54,3	52,9
6334	$^3P_2 - ^1D_2$	34,0	37,2	41,5
6074	$^1S_0 - ^3P_1$	15,0	29,8	36,4
5852	$^1P_1 - ^3P_0$	14,0	—	47,3
6599	$^1P_1 - ^3P_1$	17,0	18,6	17,4
6678	$^1P_1 - ^3D_2$	31,5	28,3	26,6
6164	$^3P_0 - ^3P_1$	10,5	11,9	31,2
6030	$^3P_1 - ^3P_1$	4,0	5,8	19,0
5882	$^3P_2 - ^3P_1$	9,0	10,9	40,6
6305	$^3P_1 - ^3P_2$	10,0	9,4	11,3
6143	$^3P_2 - ^3P_2$	34,0	53,1	66,0
6266	$^3P_0 - ^3D_1$	16,0	32,5	53,5
5979	$^3P_1 - ^3D_1$	3,0	5,1	22,0
6096	$^3P_2 - ^3D_2$	20,0	38,8	58,5
5945	$^3P_2 - ^3D_2$	13,5	27,4	62,0
6402	$^3P_2 - ^3D_3$	100,0	100,0	100,0

Abb. 5 zeigt zunächst die Anregungsfunktion des gesamten roten Neon-Spektrums. Aus dieser und der Intensitätsverteilung wurden dann auch die Anregungsfunktionen der einzelnen Linien bestimmt (Abb. 6a, b). Es ist möglich, daß diese ein wenig zu flach verlaufen, da bei niedrigen Spannungswerten eine größere Anzahl sehr schwacher

Linien unter den Schwellwert der Plattenemulsion fallen und dadurch der auf die registrierten kommende Anteil aus der Gesamtausbeute-

funktion zu groß wird. Es ist anzunehmen, daß dieser Fehler sehr gering ist.

Die Anregungsfunktionen von Ne-Linien bei Elektronenstoß wurden von Hanle¹⁾ für einige Linienserien gemessen. Er findet, daß Tripletlinien einen steileren Anstieg der Anregungsfunktion haben als Singulett.

Ein ähnliches Verhalten bei Atomstoßanregung findet Moser²⁾ beim Vergleich von Singulett- und Tripletlinien des Hg-Spektrums bei Anregung von Hg durch Hg. Bei den in der vorliegenden Arbeit gemessenen Anregungsfunktionen trat eine entsprechende Gesetzmäßigkeit nicht klar zutage.

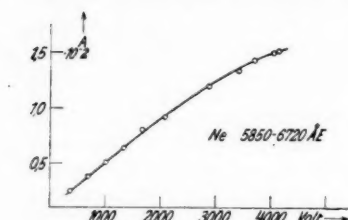
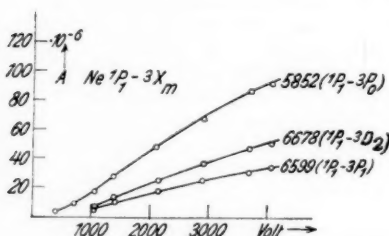
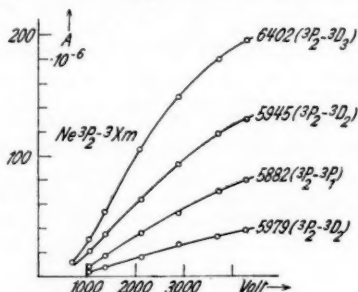


Abb. 5. Anregungsfunktion des Neon-Gesamtleuchtens



a)



b)

Abb. 6. Anregungsfunktionen von Neon-Linien bei Neon-Atomstoß

2. Stoß von He-Atomen auf He-Atome

Ornstein³⁾ und Mitarbeiter stellten Untersuchungen über den Einfluß von Druck und Spannung auf die Intensitätsverteilung im He-Spektrum an. Einen Vergleich der Intensitätsverhältnisse bei Anregung im Geisslerrohr und durch Elektronenstoß führten Peteri und Elenbaas⁴⁾ durch. Ihre Ergebnisse sollen in Tab. 3 den bei Atomstoß gefundenen gegenübergestellt werden.

Die Intensität der Linie 3888 wurde 100 gesetzt.

1) W. Hanle, Ztschr. f. Phys. **65**, S. 512. 1930.

2) H. Moser, Ann. d. Phys. [5] **28**, S. 98. 1937.

3) L. S. Ornstein, Ztschr. f. Phys. **51**, S. 34. 1928.

4) M. G. Peteri u. W. Elenbaas, Ztschr. f. Phys. **54**, S. 92. 1929.

Tabelle 3
Vergleich der relativen Intensität einiger He-Linien
bei verschiedenartiger Anregung

λ	Term- bezeichnung	Relative Intensitäten			Serie
		Geissler-R. 6,9 mm	EL-Stoß 0,045 mm 60 Volt	Atomstoß 0,03 mm 4400 Volt	
4922	2^1P-4^1D	8,32	22,3	84,0	2^1P-m^1D
4388	2^1P-5^1D	1,19	11,0	51,3	
4144	2^1P-6^1D	0,33	3,5	50,8	
4009	2^1P-7^1D	—	—	15,5	
5016	2^1S-3^1P	24,6	132,0	171,0	2^1S-m^1P
3965	2^1S-3^1P	1,86	26,7	38,7	
4472	2^3P-4^3D	27,6	14,4	139,0	2^3P-m^3D
4026	2^3P-5^3D	5,1	10,3	85,0	
4713	2^3P-4^3S	8,3	12,7	73,0	2^3P-m^3S
4121	2^3P-5^3S	1,03	3,7	56,0	
3888	2^3S-3^3P	100,0	100,0	100,0	2^3S-m^3P

Die Linien sind nach Serien geordnet. Bei allen drei Anregungsarten ist der Gang derselbe: Die Intensität wird nach höheren Serientgliedern zu kleiner.

Wie in Tab. 1 für Neon wird in Tab. 4 für Helium die absolute Ausbeute und der Anregungsquerschnitt für 1 cm Hg angegeben und mit den Werten, die von Thieme¹⁾ für Elektronenstoß bei 60 Volt gemessen wurden, verglichen.

Tabelle 4
Absolute Lichtausbeute und Anregungsquerschnitt von He-Linien
bei Atomstoßanregung verglichen mit Elektronenstoß

λ	Term- bezeichnung	a. A. EL-Stoß (Thieme) 60 Volt	a. A. Atom- stoß 4390 Volt	Atomstoß Anr. Qu. $\text{cm}^2 / \text{cm}^3$
3888	2^3S-3^3P	$17,4 \cdot 10^{-3}$	$5,9 \cdot 10^{-6}$	$3,2 \cdot 10^{-3}$
3926	2^1P-8^1D	—	2,3	1,3
3965	2^1S-4^1P	0,9	2,3	1,3
4009	2^1P-7^1D	0,1	1,0	0,5
4026	2^1P-5^1D	—	5,3	2,9
4121	2^3P-5^3S	0,1	3,5	1,9
4144	2^1P-6^1D	0,2	3,3	1,8
4388	2^1P-5^1D	0,4	3,0	1,7
4471	2^3P-4^3D	0,3	8,2	4,5
4713	2^3P-4^3S	0,3	4,3	2,4
4922	2^1P-4^1D	0,7	4,9	2,7
5016	2^1S-3^1P	2,5	10,1	5,5

1) O. Thieme, a. a. O.

Maurer¹⁾ untersuchte die Lichtanregung in Helium durch He-Atomstoß im gleichen Geschwindigkeitsbereich. Der Verlauf seiner *Anregungsfunktionen* stimmt mit den in Abb. 7 gezeichneten gut überein. Die Maurersche Methode gestattet es, im Geschwindigkeitsbereich von 0—500 Volt noch genügend sichere Meßpunkte anzugeben. Es werden dabei die Intensitätsverhältnisse der Linien bei höheren Drucken bestimmt und die Anregungsfunktionen mit Hilfe

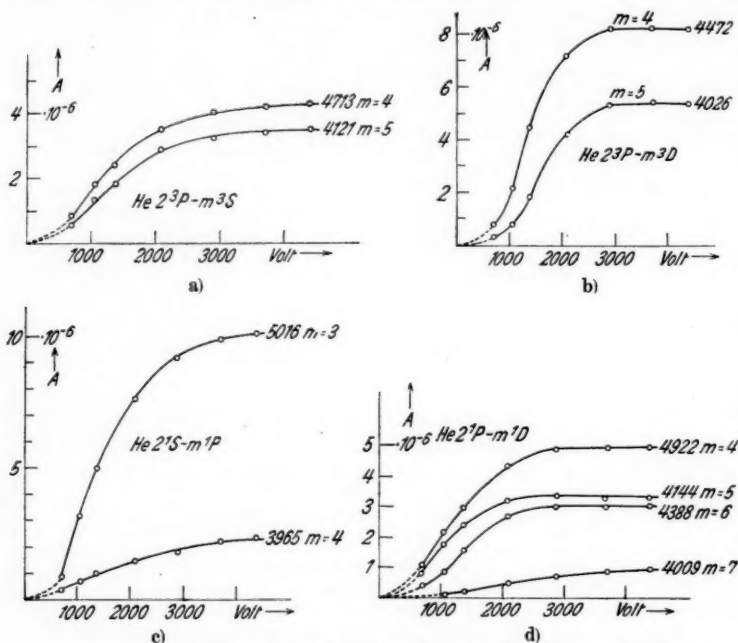


Abb. 7. Ausbeutefunktionen einiger Heliumlinien bei Atomstoßanregung

der bei niedrigem Druck gemessenen Anregungsfunktion der stärksten Linie errechnet. Im vorliegenden Falle wurde bei den meisten Anregungsfunktionen auf eine Wiedergabe der Meßpunkte unter 500 Volt verzichtet, da sie zu sehr streuen. Es wurde deshalb unterhalb des letzten sicheren Meßpunktes (710 Volt) der Verlauf der Maurerschen Kurven gestrichelt eingezeichnet.

Die Anregungsfunktionen sind mit der absoluten Ausbeute als Ordinate aufgetragen und somit direkt vergleichbar. Die angegebenen Meßpunkte sind aus mehreren Messungen gemittelte Werte. In dem

1) W. Maurer, a. a. O.

Spannungsbereich von 500—4500 Volt streuten die Einzelmeßwerte in keinem Falle über 30% des Mittelwertes hinaus.

Hanle¹⁾ und Thieme²⁾ veröffentlichten Messungen von Anregungsfunktionen im He-Spektrum durch Elektronenstoß. Beide finden einen ganz ausgeprägten Unterschied in der Kurvenform bei Singulett- und Triplettlinien: Die Anregungsfunktion der Triplettlinien hat einen viel steileren Anstieg bis zum Maximum als die der Singulettlinien. Bei den mit He-Atomstoß gewonnenen Kurven kann man keinen so charakteristischen Unterschied finden. Es läßt sich lediglich sagen, daß die Triplettanregung im ganzen überwiegt.

Das Verhalten der Anregungsfunktionen einzelner Serienlinien gegeneinander, das bei der Besprechung der Intensitätsverhältnisse bereits erörtert wurde, steht in guter Übereinstimmung mit den Verhältnissen bei Elektronenstoß.

3. Stoß von Ar-Atomen auf Ar-Atome

Es sollen auch hier die *Intensitätsverhältnisse* und *Anregungsfunktionen* diskutiert werden. Für die Verteilung der Intensitäten im Ar-Spektrum lagen Werte für Anregung im Geisslerrohr, für Elektronenstoß von Fischer³⁾ und Messungen von Barends⁴⁾ bei

Tabelle 5

Intensitätsverhältnisse im Ar-Spektrum bei verschiedenartiger Anregung.
Die Intensität der Linie 4200 wurde 100 gesetzt

λ	Term- bezeichnung	Relative Intensitäten			
		Geissler- rohr	Barends	Fischer El.-Stoß 60 Volt	Atom- stoß 4400 Volt
4158	$1s_5-3p_3$	111,3	106,0	38,2	69
4164	$1s_5-3p_7$	16,3	10,0	6,8	12
4181	$1s_5-3p_2$	27,5	13,0	7,8	25
4190	$1s_5-3p_8$	69,0	31,5	18,8	56
4191	$1s_5-3p_4$				
4200	$1s_5-3p_9$	100,0	100,0	100,0	100
4251	$1s_5-3p_{10}$	8,3	4,3	—	29
4259	$1s_2-3p_1$	134,5	28,0	90,2	47
4266	$1s_4-3p_6$	42,8	18,0	7,2	58
4272	$1s_4-3p_7$	81,0	30,0	24,4	51
4300	$1s_4-3p_8$	60,0	23,0	19,8	53
4333	$1s_2-3p_3$	—	9,9	6,4	16
4335	$1s_2-3p_2$				
4510	$1s_2-3p_5$	53,0	11,0	40,8	28

1) W. Hanle, Ztschr. f. Phys. 56. S. 94. 1929.

2) O. Thieme, a. a. O.

3) O. Fischer, a. a. O.

4) T. Barends, Physica 11. S. 275. 1931.

hohen Drucken vor, mit denen die Atomstoßwerte in Tab. 5 verglichen werden.

Die gemessenen Ausbeutewerte und Anregungsquerschnitte sind nach Wellenlängen geordnet und mit der entsprechenden Termbezeichnung versehen in Tab. 6 angegeben. Es wurden nur die intensivsten Linien ausgewertet. Da der Photometerspalt beim Ausmessen der Ar-Spektren nicht schmaler gestellt werden konnte und da ferner die Dispersion durch Wahl einer anderen Kamera wegen der dabei unvermeidlichen Verringerung der Lichtstärke nicht vergrößert werden konnte, waren einige Linien nicht voneinander zu trennen. Diese Werte wurden trotzdem überall dort mit aufgeführt,

Tabelle 6a
Absolute Ausbeuten und Anregungsquerschnitte von Ar-Linien
bei Atom- und Elektronenstoßanregung

λ	Term- bezeichnung	Fischer El.-Stoß 60 Volt	Atomstoß 4400 Volt	Anr. Qu. $\text{cm}^2 / \text{cm}^3$
4158	$1s_5-3p_6$	$1,3 \cdot 10^{-4}$	$35,0 \cdot 10^{-6}$	$37,0 \cdot 10^{-3}$
4164	$1s_5-3p_7$	—	9,3	9,9
4181	$1s_5-3p_2$	0,2	16,2	17,2
4190	$1s_5-3p_8$	0,5	29,8	31,6
4191	$1s_5-3p_4$			
4200	$1s_5-3p_9$	0,8	49,6	52,7
4251	$1s_5-3p_{10}$	—	18,2	19,3
4259	$1s_3-3p_1$	3,3	26,0	27,6
4266	$1s_4-3p_6$	—	30,9	32,8
4272	$1s_4-3p_7$	0,9	25,8	27,4
4300	$1s_4-3p_8$	0,4	26,5	28,1
4333	$1s_2-3p_3$	0,5	8,3	8,8
4335	$1s_2-3p_2$			
4481	n. get.	1,5	17,2	18,2
4510	$1s_3-3p_5$	1,2	13,9	14,7

Tabelle 6b

λ	Term- bezeichnung	Fischer El.-Stoß 60 Volt	Atomstoß 4400 Volt	Anr. Qu. $\text{cm}^2 / \text{cm}^3$
4371	$3d^4D_3-4p^4P_3$	$1,0 \cdot 10^{-4}$	$31,2 \cdot 10^{-6}$	$33,0 \cdot 10^{-3}$
4380	$4p^4P_1-4p^4D_1$			
4401	$4p^4S_1-5s^2P_1$	0,8	17,9	19,0
4426	$3d^4P_3-4s^4P_3$			
4430	$4s^4P_2-4p^4D_2$	1,3	47,5	50,4
4481	n. get.	3,1	39,5	41,8
4545	$4s^4P_1-4p^4D_1$	0,7	23,8	25,2
4590	n. get.	1,5	17,2	18,2
4727	$4s^2P_3-4p^2P_3$	8,1	32,7	34,6
4736	n. get.	4,5	36,8	39,0
	$4s^2P_2-4p^2D_2$	2,5	31,2	33,1
	$4s^4P_3-4p^4P_3$	2,2	19,5	20,7

wo sie bei den zum Vergleich herangezogenen Messungen anderer Arbeiten aus demselben Grunde zusammen angegeben wurden.

In Abb. 8a—e sind die Anregungsfunktionen mit der absoluten Ausbeute als Ordinate für eine Reihe Ar-Linien aufgetragen, sowohl Funkenlinien, als auch Bogenlinien.

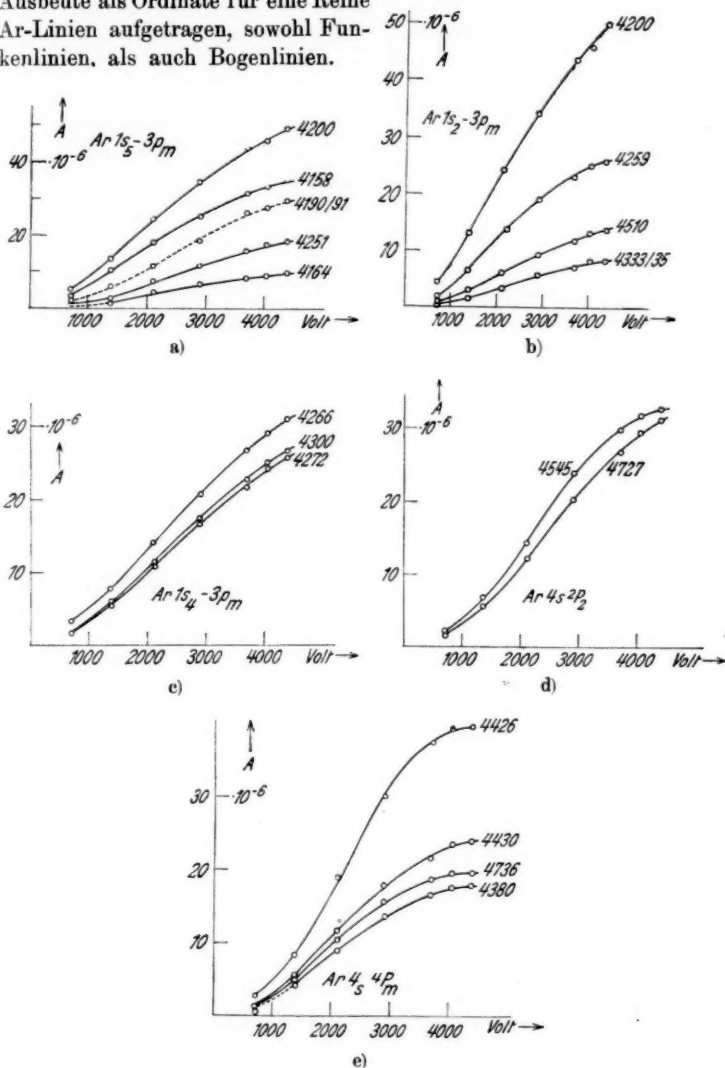


Abb. 8. Anregungsfunktionen einiger Argonlinien bei Atomstoßanregung

Tabelle 7

Intensitätsverhältnisse der Argonlinien bei Anregung durch Ar- und He-Atome

λ	Termbezeichnung	Ar \rightarrow Ar Atomstoß 4400 Volt	He \rightarrow Ar Atomstoß 4400 Volt
4158	$1s_5-3p_6$	69,0	81,0
4164	$1s_5-3p_7$	12,3	19,2
4181	$1s_5-3p_2$	25,2	26,3
4190	$1s_5-3p_3$	56,5	51,0
	$1s_5-3p_4$		
4200	$1s_5-3p_0$	100,0	95,0
4251	$1s_5-3p_{10}$	29,4	31,1
4259	$1s_3-3p_1$	47,8	51,0
4266	$1s_4-3p_0$	58,7	66,0
4272	$1s_4-3p_7$	51,6	50,0
4300	$1s_4-3p_8$	54,5	57,0
4333	$1s^2-3p_4$	16,5	17,5
4335	$1s_2-3p_2$		
4510	$1s_3-3p_3$	8,3	1,44

Tabelle 8

Absolute Lichtausbeute von Argonlinien bei Anregung durch Ar- und He-Atome

λ	Termbezeichnung	Ar \rightarrow Ar Atomstoß 4400 Volt	He \rightarrow Ar Atomstoß 4400 Volt
4158	$1s_5-3p_6$	$35,0 \cdot 10^{-6}$	$6,6 \cdot 10^{-6}$
4164	$1s_5-3p_7$	9,3	1,6
4181	$1s_5-3p_2$	16,2	2,2
4190	$1s_5-3p_3$		
4191	$1s_5-3p_4$	29,8	4,2
4200	$1s_5-3p_0$	49,6	7,8
4259	$1s_3-3p_1$	26,0	4,2
4251	$1s_5-3p_{10}$	18,2	2,6
4266	$1s_4-3p_8$	30,9	4,9
4272	$1s_4-3p_7$	25,8	4,2
4300	$1s_4-3p_6$	26,5	4,7
4333	$1s_3-3p_3$		
4335	$1s_2-3p_2$	8,3	1,4
4371	$3d^4D_3-4p^4P_2$	31,2	3,6
4380	$4s^4P_1-4p^4D_1$	17,9	2,9
4401	$4p^2S_1-5s^2P_1$		
4401	$3d^4P_1-4s^4P_3$	47,5	3,7
4426	$4s^4P_3-4p^4D_3$	39,5	6,6
4430	$4s^4P_1-4p^4D_2$	23,8	3,3
4481	n. get.	17,3	3,0
4545	$4s^2P_2-4p^2P_2$	32,7	4,1
4590	n. get.	36,8	5,3
4727	$4s^2P_2-4p^4D_2$	31,2	4,0
4736	$4s^4P_3-4p^4P_2$	19,5	3,3

4. Anregung durch Stoß verschiedenartiger Stoßpartner

Es ist von Interesse, in diesem Zusammenhang auch Messungen bei Anregung durch Stoßpartner verschiedener Masse und Elektronenhülle durchzuführen und zu erörtern. Es wurde deshalb die Anregung der drei Edelgase durch Wasserstoffteilchen, sowie die Anregung von Argon durch Heliumatome näher untersucht.

a) *Stoß von He-Atome gegen Ar-Atome.* In Tab. 7 sind die Intensitätsverhältnisse, bezogen auf die Linie 4200 Å, die 100 bzw. 95 gesetzt wurde, und in Tab. 8 die absoluten Ausbeuten von Ar-Linien bei Stoß von Ar- und He-Atomen zum Vergleich eingetragen.

Die Intensitätsverhältnisse der Ar-Linien bei Stoßanregung von Ar-Atomen durch Ar- und He-Atome stimmen gut überein. Die Abweichungen liegen innerhalb der Fehlergrenzen. Dies beweist zunächst, daß auch bei Wahl verschiedener stoßender Atome das Intensitätsverhältnis im Spektrum des gestoßenen Teilchens gleich bleibt. Weiter bedeutet es, daß das Intensitätsverhältnis des Argons durch kleine Helium-Beimengungen nicht gestört wird; denn bei dem Versuch $\text{He} \rightarrow \text{Ar}$ läßt sich nicht vermeiden, daß etwas Helium vom Ionenerzeugungsraum in den Argonstoßraum herüberdiffundiert. Etwas Entsprechendes fand Ende¹⁾ bei Elektronenstoß: Es ändert sich das Intensitätsverhältnis im Ne-Spektrum nicht, wenn das Neon mit Helium vermischt wird. Er deutet dies so, daß die Zahl der gebildeten metastabilen He-Atome zu gering sei, um durch Stoß zweiter Art das Intensitätsverhältnis der Ne-Linie beeinflussen zu können.

Zur Deutung der Ausbeuteverhältnisse in Tab. 8 sind in Abb. 9a und b die Anregungsfunktionen einer Ar-Linie bei Stoßanregung durch Ar- und He-Atome zum Vergleich gegenübergestellt. Als Abszisse ist jeweils die Energie oder die Geschwindigkeit aufgetragen.

Nach Tab. 8 regen die Ar-Atome in Argon etwa 7—8mal besser an, als He-Atome gleicher kinetischer Energie. Dieser Befund, der auch aus den Kurven zu ersehen ist, widerspricht offenbar der Döpelschen Arbeitshypothese²⁾. Nach dieser müßten die Verhältnisse gerade umgekehrt liegen. Dies Verhalten erinnert stark an die Ergebnisse der Beeckschen Untersuchungen über die Ionisierung durch Ionen³⁾. Danach wird ein Edelgasatom vom Ion desjenigen Alkalimetalls am besten ionisiert, das ihm im periodischen System

1) W. Ende, a. a. O.

2) R. Döpel, a. a. O.

3) O. Beeck, Ann. d. Phys. [5] 6. S. 1001. 1930; O. Beeck u. J. C. Mouzon, Ann. d. Phys. [5] 11. S. 737. 1931.

am nächsten steht, das also bezüglich der Masse am besten mit ihm übereinstimmt. Demzufolge würde also Argon am leichtesten durch Ar-Atome oder Ar-Ionen ionisiert. Es liegt nahe, diese für die

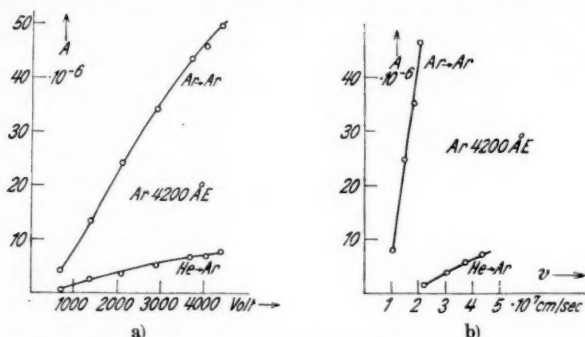


Abb. 9. Anregungsfunktion der Linie 4200 Å bei Ar- und He-Atomstoß.
a) Energiefunktion, b) Geschwindigkeitsfunktion

Ionisierung gefundenen Beziehungen auch auf die Anregung durch Stoß zu übertragen. In gewissem Gegensatz dazu stehen Messungen von Junkelmann¹⁾, der die Anregung von Helium durch H- und D-Atome vergleicht. Die Untersuchungen ergaben, daß bei gleicher Energie H besser anregt als D.

b) Stoß von Wasserstoffteilchen gegen He- und Ar-Atome. Um dies weiter zu verfolgen, wurden die durch verschiedene Stoßpartner

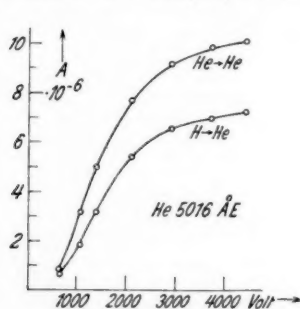


Abb. 10. Anregungsfunktion
der He-Linie 5016 Å
bei He- und H-Atomstoß

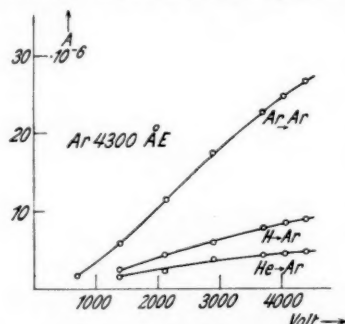


Abb. 11. Anregungsfunktion
der Ar-Linie 4300 Å
bei Ar-, He- und H-Atomstoß

erhaltenen Anregungsfunktionen einiger He- und Ar-Linien miteinander verglichen. Abb. 10 zeigt die Anregungsfunktion der He-Linie 5016 Å

1) R. Junkelmann, Ztschr. f. Phys. **107**, S. 561. 37.

bei Stoßanregung durch eigene Atome und Wasserstoffteilchen. Auch hier regen die eigenen Atome im Gas besser an als die bei gleicher Energie schnelleren Wasserstoffteilchen. Dies gilt auch für alle anderen He-Linien.

In Abb. 11 ist nun außer der Anregung durch Ar-Atome und Wasserstoffteilchen auch noch die durch He-Atome für die Ar-Linie 4300 Å in Abhängigkeit von der Energie aufgetragen.

In bezug auf die Anregung durch eigene und fremde Atome läßt sich hier wieder dasselbe sagen, wie es für die Abb. 9 und 10 galt: Das gaseigene Atom regt besser an als ein fremdes, auch wenn dies bei gleicher Energie schneller ist.

Überraschend ist der Vergleich der Anregung der Ar-Linien durch Wasserstoffteilchen und He-Atome. Hier liegen die Verhältnisse wieder so, wie sie nach der Döpelschen Theorie erwartet werden: Wasserstoffteilchen regen besser an, da sie bei gleicher Energie schneller sind.

Es ist also offenbar so, daß die Atome eines Gases durch seine eigenen Atome erheblich besser angeregt werden als durch fremde, daß aber bei Anregung durch Atome fremder Gase die Verhältnisse durch die Döpelsche Theorie richtig wiedergegeben werden.

VI. Zusammenfassung

Die Intensitätsverhältnisse, absoluten Lichtausbeuten und Anregungsfunktionen vieler Linien von Helium, Neon und Argon wurden nach verschiedenen Methoden bestimmt. Die Anregung erfolgte mit neutralen Atomen im Geschwindigkeitsbereich von 0–4500 Volt. Die anregenden Teilchen entstanden durch Umladung schneller, geladener Atome, die vor ihrer Beschleunigung durch Elektronenstoß ionisiert worden waren.

Zunächst wurde die Anregung beim Stoß von Atomen im eigenen Gas untersucht und mit den Ergebnissen bei Elektronenstoßanregung verglichen. Der bei Elektronenstoßanregung so auffällige Unterschied im Verlauf der Anregungsfunktion für Singulets und Triplets tritt bei Atomstoß nicht so scharf hervor, da die Kurven in ihrer Gesamtheit viel flacher verlaufen. Die absoluten Ausbeuten sind bei Atomstoß in dem untersuchten Spannungsbereich um ein bis zwei Zehnerpotenzen kleiner als bei Elektronenstoß im Anregungsmaximum. Innerhalb einer Linienserie nimmt auch bei Atomstoßanregung wie bei Elektronenstoßanregung die Intensität nach höheren Seriengliedern zu ab.

Es wurden auch Intensitätsverhältnisse, absolute Ausbeuten und Anregungsfunktionen von Spektrallinien der drei Edelgase gemessen,

die von artfremden Atomen angeregt worden waren. Die Intensitätsverhältnisse erwiesen sich als von der Art des stoßenden Teilchens unabhängig, nicht aber die absoluten Ausbeuten. Die bei weitem beste Anregung erfolgte in jedem Falle durch das gas eigene Atom, auch dann, wenn dies nach der Döpelschen Theorie nicht zu erwarten wäre. Dagegen wurde diese beim Vergleich der durch Stoß gasfremder Atome gewonnenen Anregungsfunktionen bestätigt.

Vorliegende Arbeit wurde in den Jahren 1936/37 im Physikalischen Institut der Universität Jena ausgeführt. Es sei mir gestattet, Herrn Prof. Dr. W. Hanle, der die Anregung zu dieser Arbeit gab, für sein stets förderndes Interesse herzlichst zu danken, ebenso Herrn Geheimrat Prof. Dr. M. Wien und Herrn Prof. Dr. H. Kulenkampff für die reichliche Bereitstellung von Institutsmitteln, der Gesellschaft für Lindes Eismaschinen für die Überlassung der Edelgase, der Firma Schott & Gen. für die Filter, der Notgemeinschaft und Helmholtz-Gesellschaft für die Herrn Prof. Hanle geliehenen Apparate.

Jena, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 4. Dezember 1938)

Messung
von Anregungsfunktionen hochsiedender Metalle
bei Anregung durch Elektronenstoß¹⁾

Von Hans Fuhrmann

(Mit 15 Abbildungen)

Inhaltsübersicht: I. Einführung und Problemstellung. — II. Experimentelles: a) Apparatur; b) Elektrische Anordnung. — III. Anregung des Thalliumspektrums: a) Visuelle Messung der AF. der grünen Tl-Linie 5350; b) Photographische Messung von fünf Tl-Linien. — IV. Anregung des sichtbaren Silberspektrums. — V. Anregung des Bleispektrums: a) Vergleich zwischen Singulett- und Triplettlinien; b) Diskussion der Triplettlinien. — VI. Zusammenfassung.

I. Einführung und Problemstellung

Untersuchungen der Anregungsfunktionen (AF.) von Spektrallinien wurden bisher bei Edelgasen He^2 , Ne^3 , Ar^4 , ferner bei H_2^5 , den Metallen der zweiten Spalte des periodischen Systems der Elemente Cd^6 , Zn^6 , Hg^7 und bei Na^8 gemacht. Einige Anregungsfunktionen von He^9 und H_2^{10} wurden auch theoretisch untersucht und eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen gefunden. Das vielleicht augenfälligste Gesetz für die Anregung ist, daß die vom Singulettterm ausgehenden Linien eine flache Anregungsfunktion, die vom Triplettterm ausgehenden eine steile AF. besitzen.

1) D 27 (gekürzt).

2) W. Hanle, Ztschr. f. Phys. **56**. S. 94. 1929; O. Thieme, Ztschr. f. Phys. **78**. S. 412. 1932; W. C. Michels, Phys. Rev. **36**. S. 1362. 1930.

3) W. Hanle, Ztschr. f. Phys. **65**. S. 512. 1930.

4) O. Fischer, Ztschr. f. Phys. **86**. S. 646. 1933.

5) L. S. Ornstein u. H. Lindemann, Ztschr. f. Phys. **80**. S. 525. 1933.

6) K. Larché, Ztschr. f. Phys. **67**. S. 440. 1931.

7) W. Hanle, Ztschr. f. Phys. **54**. S. 848. 1929; W. Schaffernicht, Ztschr. f. Phys. **62**. S. 106. 1930.

8) G. Haft, Ztschr. f. Phys. **82**. S. 73. 1933; W. Christoph, Ann. d. Phys. [5] **23**. S. 51. 1935; W. C. Michels, Phys. Rev. **38**. S. 712. 1931.

9) H. S. W. Massey, Proc. Cambridge Phil. Soc. **28**. S. 99. 1932.

10) C. D. O. Mohr, Proc. Roy. Soc. **135**. S. 258. 1932.

Es schien daher von Interesse, einmal die Anregung eines Elementes zu untersuchen, dessen unterster Term, von dem die Anregung ausgeht, ein Triplettterm ist. Aus technischen Gründen kommt hier nur Blei in Betracht. Im Gegensatz zu den bisher untersuchten, leicht verdampfbaren Metallen, bei denen Temperaturen von höchstens 540°C benötigt wurden, treten bei hochsiedenden Metallen experimentell größere Schwierigkeiten auf, deren Überwindung im wesentlichen der Zweck dieser Arbeit war.

Bei dieser Gelegenheit wurden noch andere Metalle untersucht: Thallium als Vertreter eines Elementes der dritten Spalte des periodischen Systemes mit einem P-Term als Grundterm und Silber als Vertreter der in der ersten Spalte rechtsstehenden Elemente.

II. Experimentelles

a) Apparatur

Die Messungen wurden mit zwei Elektronenstoßrohren ausgeführt: einem Elektronenstoßrohr für größere Dampfdrucke (Abb. 1) und einem Dampfstrahlrohr (Abb. 2).

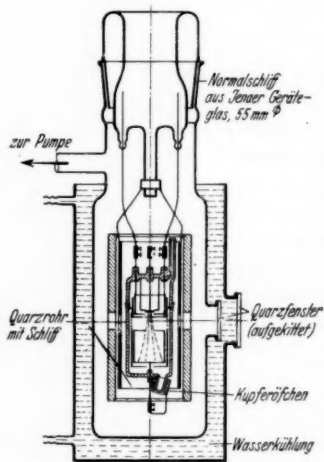


Abb. 1. Elektronenstoßrohr 1

Für die Zuführung (2 mm Durchmesser) im unteren Teil des Quarzstückes befanden, wurde Wolfram verwendet. Der Durchmesser des Rohres betrug 39 mm, die Länge 95 mm. Zum Abpumpen der Gasreste war im oberen Teil des Quarzrohres eine Kapillare angebracht, durch welche

1) G. Strohmeier, Ztschr. f. Phys. 107. S. 409. 1937.

das Blei nur langsam herausdiffundieren konnte. Am unteren Teil befand sich in einem Ansatz der Bleivorrat. Ein kleines Öfchen aus Kupfer von 15 mm Länge und 7 mm Durchmesser mit Wicklungen aus 0,2 mm Platindraht destillierte das Blei in den Elektronenstoßraum. Durch einen weiteren Ofen aus Kupferrohr von 40 mm lichter Weite und 1 mm Wandstärke, der mit Wolframdraht von 0,3 mm Durchmesser bewickelt war, wurde das Quarzrohr auf die gewünschte Temperatur von 650°C gebracht. Um die Wärmeabstrahlung nach außen herabzusetzen, wurde ein wärmebeständiger Schutzzyylinder um den Kupfermantel gebracht. Beide Enden des Kupferzylinders wurden durch Glimmerscheiben abgeschlossen. Zur Beobachtung des Elektronenstrahls waren sowohl im Metallrohr als im Schutzzyylinder Schlitze von $5 \cdot 10 \text{ mm}^2$ angebracht. Desgleichen waren im Nickelzylinder, der den feldfreien Raum gegen die Quarzwand abschloß, zwei gegenüberliegende Schlitze von $5 \cdot 10 \text{ mm}^2$ eingefeilt. Das Quarzrohr einschließlich Ofen befanden sich in einem Rohr aus Jenaer Geräteglas, das von einer dreistufigen Hg-Diffusionspumpe evakuiert wurde. Auf diese Weise wurde die thermische Belastung der Vakuumeinschmelzungen umgangen. Wegen der doppelwandigen Anordnung brauchten die Einschmelzungen des Quarzrohres nicht vakuumdicht zu sein, was bei derartig hohen Temperaturen sehr schwierig ist. Im unteren Teil des äußeren Glasrohres, in der Verlängerung der Beobachtungsschlitze, war auf einem Ansatz ein Quarzfenster von 30 mm Durchmesser aufgekittet. Zur Kühlung des Glasrohres und der Kittung war dasselbe in ein Gefäß aus Messing mit Wasserumlauf eingebracht. Bei Inbetriebnahme des Rohres wurde der Kupfermantel zuerst längere Zeit auf 800°C geheizt, somit alle Teile des Rohres entgast. Dann wurde der kleine Ofen erwärmt und Blei herausdestilliert. Der Dampfdruck im Quarzrohr richtete sich nach der kältesten Stelle, der Temperatur des Öfchens (bei $\text{Pb} = 650^{\circ}\text{C}$).

Für höhere Temperaturen, wie sie zum Verdampfen von Silber erforderlich waren, wurde eine *neue Rohrtype* konstruiert (Abb. 2). Das Rohr war ganz aus Quarz hergestellt und besaß 3 Schlitze, von den 2 wassergekühlt waren. Der Ofen, in dem das Metall verdampft wurde, befand sich in einem Rohransatz und erzeugte einen breiten Dampfstrahl, in welchen die Elektronen hineingeschossen wurden. Da der Metaldampf an den Wänden des Rohres kondensierte, mußte das Beobachtungsfenster vom Dampfstrahl wegverlegt werden; es befand sich an einem seitlichen Ansatz von 15 cm Länge und 3 cm Durchmesser. Bei Aufnahmen, die sich auf mehrere Stunden erstreckten, mußte das Fenster elektrisch geheizt werden, da die

Metallatome trotzdem bis auf diese Entfernung diffundierten. Um Reflexe zu vermeiden, wurde auf der gegenüberliegenden Seite des Fensters ein hornartiger Ansatz (Woodsches Horn) angeblasen. Störende Lichtstrahlen sollten sich dort totlaufen.

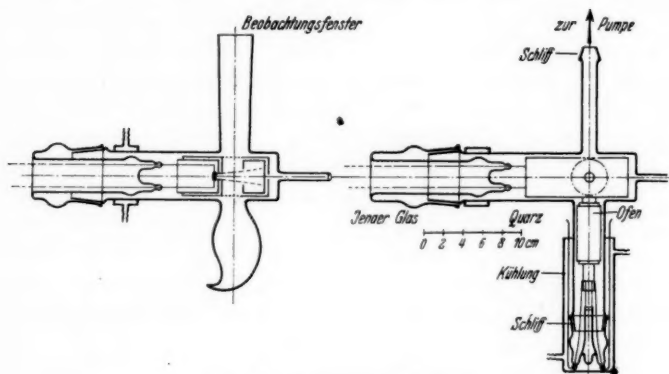


Abb. 2. Elektronenstoßrohr 2

Das Metall wurde in einem kleinen Ofen von 50 mm Länge und 17 mm Durchmesser verdampft (Abb. 3). Um eine möglichst hohe Wärmeausnutzung und geringe Abstrahlung nach außen zu

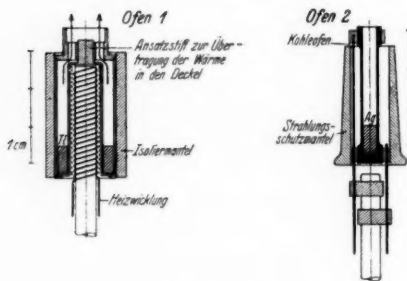


Abb. 3. Ofen

erhalten, wurde die Heizwicklung, die aus 0,3 mm starkem Platindraht bestand und auf einen Schamottekörper gewickelt war, nach innen verlegt. Dieses doppelwandige Kupfergefäß erwärmte sich sehr gleichmäßig. Kurzzeitige Spannungsänderungen beeinträchtigten die Temperatur des Ofens nicht, da derselbe infolge seiner großen Masse sehr wärmeträg war. In den Deckel des Ofens wurde die Wärme durch einen kleinen Ansatz übertragen, der nahe an die Heizwicklung heranreichte, somit eine frühzeitige Kondensation des Metalls verhindert. Die erreichte Höchsttemperatur betrug 950°C .

Für noch höhere Temperaturen (1300°C) wurde ein kleines Kohlewiderstandsöfchen benutzt. Zu diesem Zwecke wurde ein Kohle-

oder Graphitstab von 5 mm Durchmesser und 50 mm Länge auf 3,5 mm lichte Weite ausgebohrt. Als Stromzuführungen waren an beiden Enden des Stäbchens Nickelschellen befestigt (Abb. 3).

Es scheinen sich also mit dieser Methode des Dampfstrahlrohres prinzipiell alle Metalle verdampfen und anregen zu lassen.

b) Elektrische Anordnung

Der metallische Aufbau des Elektronenstoßrohres war aus vakuumgeschmolzenem Nickel hergestellt. Die Elektronen gingen von einer Äquipotentialkathode aus, die aus einem Platinband von 3 mm Breite und 9 mm Länge bestand. Dabei wurde lediglich der mittlere Teil in einer Breite von 3 mm mit einem Erdalkalioxyd belegt.

Als Spannungszuführung nach der Mitte des Platinbandes diente ein Platindraht von 0,1 mm Durchmesser, der auf dem Band angeschweißt war. Die Elektronen wurden zuerst mit einem konstanten Potential von 60—70 Volt beschleunigt. Durch ein Gegenpotential wurden sie dann auf die gewünschte Geschwindigkeit abgebremst. Dadurch erhielt man im feldfreien Raum einen von der Geschwindigkeit der Elektronen unabhängigen Elektronenstrom. Als Blenden dienten horizontale Schlitzte von 1·3,0 mm². Der Durchgriff war unbedeutend.

Der Auffänger war als Faradaykäfig ausgebildet und mit Nickelnetz ausgelegt, so daß ein Zurückdiffundieren der Elektronen in den feldfreien Raum, der durch einen Nickelmantel nach außen abgeschirmt wurde, nicht möglich war. Zur Beobachtung des Elektronenstrahls waren in den Nickelzylinder zwei gegenüberliegende Blenden von 10 mm Durchmesser, ferner eine Bohrung zur Durchführung des Ofens von 10 mm Durchmesser und eine weitere von 5 mm Durchmesser zum Abpumpen der Gasreste angebracht. Außerdem war der Auffänger von einem Schutzzyylinder umgeben, um die Sekundärelektronen, die durch Aufprall auf die Quarzwand entstanden waren, oder vagabundierende Elektronen abzufangen. Zur Messung des Elektronenstromes war der Auffänger über einen Galvanometer mit dem zweiten Gitter verbunden.

Um die *Geschwindigkeitsverteilung* der Elektronen zu prüfen, wurden Gegenspannungskurven aufgenommen. Dabei wurden die Elektronen auf primär 65 Volt beschleunigt, dann auf die gewünschte Elektronengeschwindigkeit (60, 50, 40, 30 Volt) abgebremst. Durch eine variable Spannungsquelle, die mit dem Pluspol am zweiten Gitter lag, konnte der Auffänger mehr oder weniger negativ gemacht werden. Als günstigste Primärspannung ergab sich 65 Volt. In der Abb. 4 gibt die Ordinate die Strom-

stärke J in Skalenteilen, die Abszisse die Spannung in Volt an, die zwischen Gitter und Auffänger gelegt wurden. Der kleine Abfall bei niederen Geschwindigkeiten ist wohl auf die Sekundär-

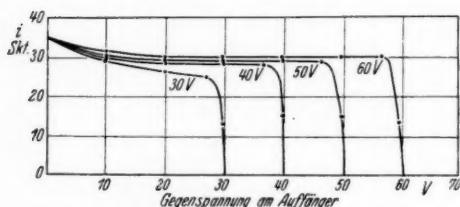


Abb. 4. Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen

elektronen zurückzuführen, die beim Aufprall auf die Wände hervorgerufen werden. Da diese nur geringe Geschwindigkeit haben, können sie schon gegen kleine Spannungen nicht mehr anlaufen. Das weitere Absinken (besonders stark bei 30 Volt Gegenspannung) entsteht durch Bildung positiver Ionen im feldfreien Raum, die in den Auffänger gelangen und den gemessenen Elektronenstrom etwas schwächen. Die Anwesenheit positiver Ionen ist jedoch erwünscht, um die negative Raumladung herabzusetzen.

III. Anregung des Thalliumspektrums

Die AF. einiger Thalliumlinien wurde bereits von Strohmeier einmal gemessen, dieser konnte jedoch mit dem von ihm benutzten Elektronenstoßrohr nur wenige Werte nacheinander in einer Meßreihe aufnehmen. Nach zwei Meßpunkten arbeitete die Apparatur nicht mehr unter sauberen Bedingungen. Daher sollten im folgenden Teil die AF. einiger Linien nochmals untersucht werden, und zwar mit beiden oben erwähnten Elektronenstoßrohren.

a) Visuelle Messung der AF. der grünen Tl-Linie 5350

Ausführung: Im Gegensatz zu der üblichen Methode durch Photographieren der Spektrallinien und Ausphotometrieren derselben, wurde zuerst die visuelle Methode vorgezogen. Dies war möglich, da Thallium nur eine Linie im sichtbaren Gebiet hat und das Auge in diesem Bereich die größte Empfindlichkeit besitzt.

Die Vergleichslichtquelle — eine Osram Tl-Spektrallampe — wurde aus dem Wechselstromnetz über eine Drossel und einen variablen Widerstand mit 2,5 Amp. gebrannt. Durch ein Gehäuse wurde das störende Licht abgeschirmt. Der Lichtstrahl fiel durch eine 4 mm Blende auf den Nicol 1, von da durch eine dritte Blende mit 4 mm Durchmesser durch den Nicol 2 auf eine Mattscheibe. Eine Abbildung durch Linsen war wegen der Helligkeit der Spektrallampe nicht nötig. Die Mattscheibe wurde ganz gleichmäßig aus-

geleuchtet und auf $30 \cdot 30 \text{ mm}^2$ abgeblendet; um störendes Fremdlicht zu vermeiden, wurde sie mit einem Kästchen S_1 aus schwarzer Pappe umgeben. Unmittelbar vor der Mattscheibe war ein kleiner Metallspiegel von $2 \cdot 4 \text{ mm}^2$ Spiegelfläche angebracht, der die vom Elektronenstoßrohr kommenden Lichtstrahlen reflektierte und um 45° ablenkte.

Durch eine weitere Blende S_2 wurden Spiegel und Mattscheibe im Abstand 25 cm beobachtet. Der Elektronenstrahl war unscharf auf dem kleinen Spiegel abgebildet.

Durch Drehung des zweiten Nikols N_2 wurde die Leuchtintensität der

Mattscheibe auf gleiche Helligkeit des Spiegels eingestellt, und der Drehwinkel abgelesen. Die Intensität ergibt sich dann aus der Eichkurve $J = f(\cos^2 \alpha)$, die mittels Photozelle aufgenommen war.

Um die Meßgenauigkeit zu prüfen, wurde zunächst die Anregungsfunktion der grünen Quecksilberlinie 5461 gemessen, die von Schaffernicht bereits untersucht worden war. Bei gleicher Versuchsanordnung wurde in den Strahlengang zwischen Rohr und Spiegel ein Lifa-Grünfilter gesetzt, so daß nur die grüne Linie ungeschwächt hindurch ging. Als Vergleichslichtquelle diente ebenfalls die TL-Spektrallampe. Das Kontraktpotential betrug 0,5 Volt. Die Werte der Kurven stimmen gut mit den von Schaffernicht gemessenen überein. Der etwas steilere Abfall nach größeren Spannungen ist in gleicher Weise von O. Thieme gefunden und von diesem durch sehr geringe Dampfdrucke gedeutet worden.

Zur Messung der TL-Linie 5350 wurde das Elektronenstoßrohr zunächst längere Zeit von einer dreistufigen Hg-Diffusionspumpe evakuiert und die Hg-Dämpfe durch flüssige Luft ausgefroren. Nachdem der Ofen bei 950°C entgast worden war, wurde derselbe mit destilliertem Thallium gefüllt und auf 900°C geheizt. Der Dampfdruck lag bei den verschiedenen Meßreihen zwischen 10^{-3} und $4 \cdot 10^{-4} \text{ mm Hg}$ und war während einer Reihe von Beobachtungen konstant. Zur Kontrolle des Dampfdruckes wurden nach jeder Messung

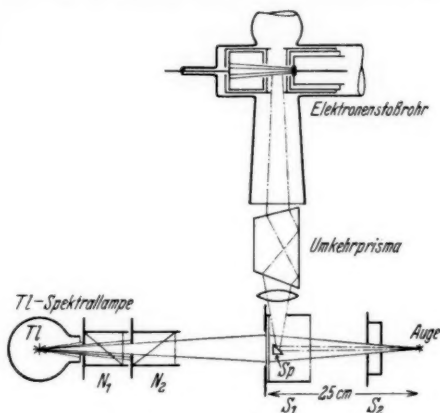


Abb. 5. Optische Anordnung

auf den Wert 10 Volt zurückgemessen. Die Dauer einer Beobachtungsreihe betrug durchschnittlich 10 Min.

Ergebnis: Die AF. steigt nach der Anregungsspannung von 3,27 Volt steil an und erreicht bei 7,6 Volt die Optimalspannung. Der Abfall nach dem Maximum ist flacher, und fällt erst bei 50 Volt

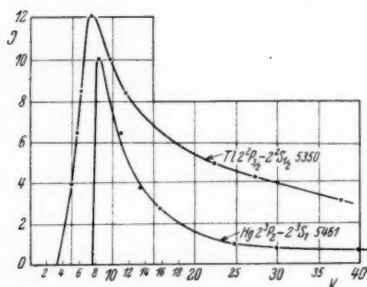


Abb. 6

b) AF. von fünf Thalliumlinien
photographisch mit Quarzspektrograph gemessen

Ausführung: Zur Zerlegung des Spektrums wurde ein kleiner Quarzspektrograph mit der Öffnung 1:15 benutzt. Die Dispersion betrug:

$$\text{für } \lambda \ 2300 \text{ \AA} = 30 \text{ \AA/mm}$$

$$\text{für } \lambda \ 5400 \text{ \AA} = 156 \text{ \AA/mm.}$$

Da sich die Struktur des Elektronenstrahls mit der angelegten Spannung änderte, wurde derselbe diffus auf dem Spalt des Spektrographen abgebildet, um immer den gleichen Anteil des Elektronenstoßleuchtens zur Messung zu verwenden. Die Aufnahmen wurden mit Agfa-spektralgrün und -blau ultrarapid-Platten ausgeführt. Die Aufnahmezeit betrug durchschnittlich 12 Min. Am Ende jeder Aufnahme wurde zur Kontrolle des Dampfdruckes die erste Aufnahme wiederholt. Auf jeder Platte wurden vor der Aufnahme des Elektronenstoßspektrums Intensitätsmarken mittels eines Dorgelostufenabschwächers gedruckt.

Ergebnisse: Die Anregungsfunktionen wurden im Bereich zwischen 3 und 50 Volt gemessen. Die Ordinaten sind nicht vergleichbar, da das Intensitätsverhältnis zwischen den einzelnen Linien nicht festgestellt wurde.

Ein wesentlicher Unterschied zwischen der diffusen und scharfen Nebenserie, wie ihn G. Haft bei Natrium gemessen hat, konnte nicht gefunden werden.

Zunächst sollen die beiden Resonanzlinien $2^2P_{1/2}-2^2S_{1/2}$ 5350 und $2^2P_{1/2}-2^2S_{1/2}$ 3776, die einen gemeinsamen oberen Term und daher die gleiche Anregungsspannung von 3,27 Volt haben, verglichen werden. Kurz nach der Anregungsspannung steigen beide Kurven bis 7,6 Volt an, fallen bis zu 20 Volt stark und von da ab bis 50 Volt allmählich ab. Wie zu erwarten war, haben beide die gleiche AF. In Abb. 7 sind die von Strohmeier gemessenen Werte als Δ , die vom Verf. mit \bullet angegeben. Die gefundenen Meßpunkte beider Verf. stimmen zum Teil überein. Das Maximum verschiebt sich jedoch — Strohmeier gibt die Kurven zwischen

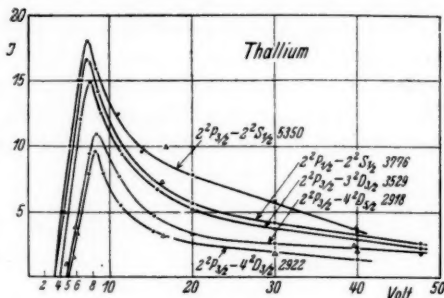


Abb. 7

5 und 18 Volt gestrichelt, also ungenau an — um 10 Volt nach kleineren Spannungen. Von den übrigen 3 Linien der Abb. 7, die der m^2P-n^2D Kombination angehören, hat die Linie $2^2P_{1/2}-3^2D_{3/2}$ 3529 bei 4,5 Volt die Anregungsspannung und verschiebt das Maximum entsprechend der höheren AS. auf 7,8 Volt. Sie fällt dann sehr stark ab und ist bei 50 Volt wie die Linie 5350 und 3776 auf den achten Teil der Intensität des Maximums gesunken. Die Linien 2918 ($2^2P_{1/2}-4^2D_{3/2}$) und 2922 ($2^2P_{1/2}-4^2D_{3/2}$) haben wiederum den gleichen oberen Term, die gleiche Anregungsspannung von etwa 5 Volt und verschieben, wie zu erwarten war, die Optimalspannung nach größeren Voltgeschwindigkeiten; sie liegt bei 7,9 bzw. bei 8,1 Volt. Beide Linien haben die gleiche Anregungsfunktion. Auf- und Abstieg der AF. ist fast symmetrisch. Die Kurve der Linie 2918 verläuft von 30 Volt ab parallel zur Abszisse, die der Linie 2922 wird noch etwas flacher. Bei 40 Volt sinkt die Intensität auf den sechsten Teil.

Zusammenfassend kann man sagen, daß die Maxima ähnlich wie bei Natrium 3 bis 4 Volt nach der Anregungsspannung liegen.

IV. Anregung des sichtbaren Silberspektrums durch Elektronenstoß

Ausführung: Es wurden die Anregungsfunktionen von sechs Linien des sichtbaren Silberspektrums untersucht. Die Versuche sind mit dem anfangs beschriebenen Dampfstrahlrohr ausgeführt worden. Der Dampfdruck konnte 80 Min. konstant gehalten werden. Bei einer

Belichtungszeit von durchschnittlich 10 Min. war es also möglich, in einer Serie nacheinander sechs Meßpunkte aufzunehmen. Die Beobachtungen und Aufnahmen wurden wegen des sehr stark auftretenden Kontinuums, das von der starken Strahlung des Ofens bei 1300°C herrührte, im Sichtbaren erschwert. Im ultravioletten Teil des Spektrums störte dasselbe wegen des Abfallens der Strahlungsverteilung bei Festkörpern nicht. Besonders bei kleinen Elektronengeschwindigkeiten überstrahlte das Kontinuum den Elektronenstrahl wegen der kleineren Elektronendichte bei niederen Spannungen. Es war daher nicht möglich, das Kontaktpotential genau festzustellen. Von einer Korrektur der Werte mußte aus diesem Grunde abgesehen

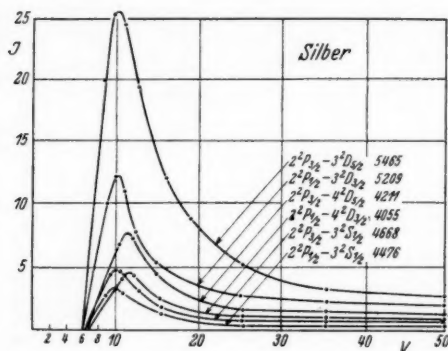


Abb. 8

werden. Die Einsatzspannung lag nicht über 0,5 Volt der theoretischen Anregungsspannung.

Ergebnisse: Die beiden grünen Linien 5465 $2^2P_{1/2} - 3^2D_{3/2}$ und 5209 $2^2P_{1/2} - 3^2D_{5/2}$ sind die stärksten des gesamten sichtbaren Spektrums. Von ihnen rührt auch die intensive grüne Farbe des Elektronenstoßleuchtens her. Die Anregungsspannung für

beide beträgt 6 Volt. Das Maximum der ersten liegt bei 10,4 Volt, das der zweiten bei 10,2 Volt. Da beide die gleiche Anregungsspannung haben, liegt auch das Maximum, wie zu erwarten war, annähernd bei der gleichen Spannung. Nach Überschreiten der Maximalspannung fällt die Intensität der Linie 5209 stärker ab als die der Linie 5465; holt dann aber auf und verläuft von 35 Volt an nahezu parallel zur Abszisse. Die Intensität der Linie 5465 fällt auf den zehnten Teil, die der Linie 5209 nur auf den sechsten Teil (Abb. 8).

Die Linien 4668 ($2^2P_{3/2} - 3^2S_{1/2}$) und 4476 ($2^2P_{3/2} - 3^2S_{1/2}$) haben wiederum gleiche Anregungsspannung; sie liegt bei 6,4 Volt. Beide Linien kommen vom gleichen oberen Term und haben ähnliche AF. Das Maximum der Linie 4476 ist im Gegensatz zur Termkombination $2^2P - m^2D$ etwas nach niederen Spannungen vorgeschoben. Die Linie 4668 hat ihre Optimalspannung bei 9,9 Volt, die Linie 4476 bei 9,7 Volt. Die Intensitäten der beiden blauen

Linien 4668 und 4476 nimmt kurz hinter der Anregungsspannung rasch zu und ist bei 8 bis 9 Volt viel größer als die der beiden violetten Linien 4211 ($2^2P_{1/2}-4^2D_{3/2}$) und 4055 ($2^2P_{1/2}-4^2D_{5/2}$), die bei 11,5 und 11,8 Volt ihre Optimalspannung haben. Bei 50 Volt fallen sie auf den neunten bzw. auf den zwölften Teil ihrer Intensität. Die beiden violetten Linien 4211 und 4055 gehen vom ähnlichen oberen Term aus und haben die gleiche Anregungsspannung von 6,65 Volt.

Die Maxima der 2^2P-m^2D Kombination mit gleichem oder ähnlichem Term rücken also bei kürzeren Wellenlängen nach höheren Spannungen. Dabei sind 2 vom gleichen oder ähnlichen Term ausgehenden Linien in ihrer Optimalspannung annähernd gleich; während die Linien, die von verschiedenen Termen ausgehen, um etwa 1,0 Volt differieren. Bei den 2^2P-m^2S Kombinationen verschieben sich die Maxima mit fallenden Wellenlängen nach kleineren Spannungen. Die Resultate sind in der folgenden Tabelle zusammengefaßt. Die gegenseitige Verschiebung der Maxima liegt außerhalb der Fehlergrenze.

λ	Termkombination	A. Sp. theor.	Opt. Sp. exp.
5465	$2^2P_{1/2}-3^2D_{3/2}$	6,0	10,2
5209	$2^2P_{1/2}-3^2D_{5/2}$	6,0	10,4
4668	$2^2P_{1/2}-3^2S_{1/2}$	6,4	9,9
4476	$2^2P_{1/2}-3^2S_{3/2}$	6,4	9,7
4211	$2^2P_{1/2}-4^2D_{3/2}$	6,65	11,5
4055	$2^2P_{1/2}-4^2D_{5/2}$	6,65	10,8

V. Anregung des Bleispektrums

Zur Messung von dreizehn Pb-Linien wurden wieder beide anfangs beschriebenen Rohre verwendet. Der Verlauf aller Anregungsfunktionen wurde zwischen 0 und 50 Volt festgestellt, da nahezu alle Kurven bei höheren Spannungen fast parallel zur Abszisse verliefen. Die Ordinaten verschiedener Kurven sind auch hier nicht vergleichbar. Doppelte Anregungsmaxima, wie sie Schaffernicht bei Hg gemessen hat, wurden nicht festgestellt. Das starke violette Leuchten des Elektronenstrahls rührt von den beiden stärksten Linien 4058 und 4063 des sichtbaren Spektrums her.

a) Vergleich zwischen Singulett- und Triplettlinien (3572 und 3740)

Vor allem interessiert, wie in der Einleitung erwähnt wurde, ob bei Blei ein ebenso charakteristischer Unterschied zwischen

Singulett- und Tripletlinien besteht, wie bei allen Elementen der zweiten Spalte des periodischen Systems; He, Hg, Cd, Zn und sicher auch bei Be, Mg, Ca, Sr, Ba und Ra. Soweit gemessen, zeigen dort praktisch alle Tripletlinien einen steilen Verlauf der AF., alle Singulettlinien einen flachen. Daher werden bei kleinen Elektronengeschwindigkeiten, wie sie etwa in der positiven Säule oder bei hohem Gasdruck vorliegen, praktisch nur Tripletlinien angeregt.

Theoretisch ist dies so zu verstehen, daß bei *langsamem* Vorbeifliegen der Elektronen leicht ein Elektronenaustausch stattfindet und Spinwechsel möglich ist. Bei hoher Elektronengeschwindigkeit dagegen reicht die Zeitdauer der Wechselwirkung zwischen Atom und Elektron zum Elektronenaustausch nicht aus, daher ist nur Anregung ohne Spinwechsel, also vom Grundzustand aus nur Singulettanregung möglich.

Nun hat Blei als Grundterm keinen Singulettterm wie die Elemente der

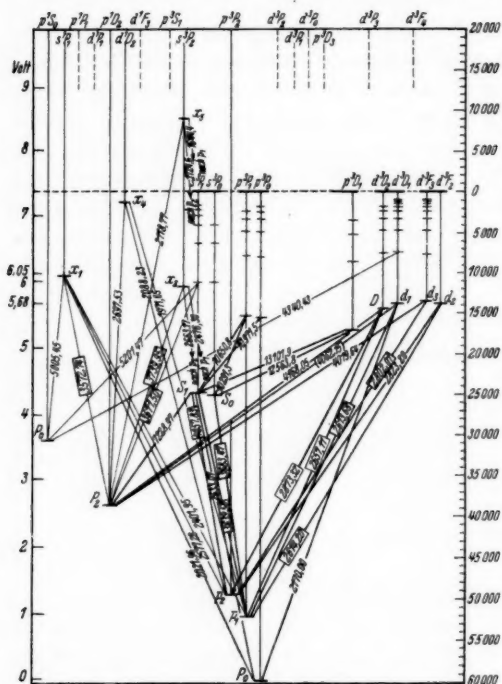


Abb. 9. Termschema von Blei

zweiten Spalte des periodischen Systems, sondern einen *Tripletterm*. Man sollte also erwarten, daß die Anregung hier umgekehrt ist wie die der bisher untersuchten Metalle, also bei Anregung eines Singulettterms vom Grundzustand aus Spinwechsel stattfinden muß, was nur bei kleinen Geschwindigkeiten möglich ist. Bei größeren Spannungen müßte dann bei Blei, ähnlich wie bei den bereits untersuchten Tripletlinien (z. B. bei Hg, Cd usw.), die AF. der Singulettlinien steil abfallen, während die Tripletlinien flach sein sollten.

Daß jedenfalls — auch bei kleinen Elektronengeschwindigkeiten — stets die Triplettlinien bei Blei bevorzugt werden, zeigt schon der erste Blick auf das Spektrum: Es sind überhaupt nur ganz wenige Singulettlinien, insgesamt drei einigermaßen starke bekannt, von denen nur eine: $3572(p^1D_2-s^1P)$ ausgewertet werden konnte. So war also von vornherein klar, daß, wenn überhaupt der erwartete Effekt da ist, er nicht sehr groß sein konnte. Daher wurden die Untersuchungen sehr sorgfältig ausgeführt, und zwar an den Linien $3740 p^1D_2-s^3P_2$ und $3572 p^1D_2-s^1P_1$, die im gleichen Spektralgebiet, ferner annähernd die gleiche Schwärzung aufweisen, also sich im gleichen Teil der Schwärzungskurve befinden.

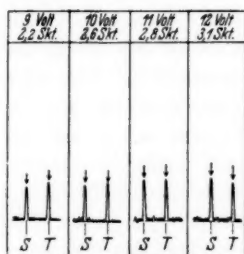


Abb. 10.
Photometerausschläge
von 9 bis 12 Volt

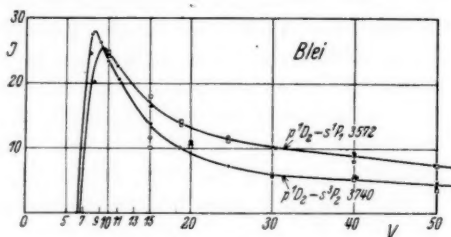


Abb. 11. Meßpunkte
verschiedener Platten ● ○ ×

Abb. 10 zeigt die Photometerausschläge der Triplettlinie 3740 und der Singulettlinie 3572 von 9 bis 12 Volt. (Die Meßpunkte verschieben sich noch, wie aus Abb. 11 ersichtlich ist, wegen des Kontaktpotentials um 2 Volt nach niederen Spannungen.) Man sieht aus den Ausschlägen ganz deutlich, daß bei 9 Volt die Triplettlinie stärker ist, bei 10 Volt annähernd beide gleich sind und von 12 Volt ab die Triplettlinie bereits stärker abfällt als die Singulettlinie. Es besteht also ein kleiner Unterschied zwischen beiden Linien, der aber im Gegensatz zu dem charakteristischen Verlauf bei Cd, Zn und Hg sehr gering ist.

Die Linie 3740 zeigt in Abb. 11 kurz nach der Anregungsspannung von 6 Volt ein Maximum bei 8,3 Volt, d. h. sie verhält sich genau so wie eine Triplettlinie, deren Spektrum einen Singulettterm als Grundterm hat. Auch der rasche Abfall kurz hinter der Optimalspannung bestätigt dies. Die Intensität sinkt bei 50 Volt auf den sechsten Teil. Die Singulettlinie 3572 dagegen zeigt einen etwas flacheren Verlauf nach der Anregungsspannung von 6,2 Volt. Das Maximum ist etwas flacher und liegt bei 9,6 Volt. Ebenso ist

der Abfall nicht so rasch wie bei der Linie 3740; die Intensität fällt nur auf den dritten Teil.

Man kann zur *Klärung* des unerwarteten Ergebnisses an zweierlei denken:

1. Der $p\ ^1D_2$ -Zustand ist metastabil. Wenn das angeregte Atom auf dieser Energiestufe angekommen ist, wird es durch Ausstrahlung nicht mehr in den Grundzustand kommen können. Seine Anregungsenergie kann es also nur durch Zusammenstöße mit anderen Atomen abgeben. Metastabile Zustände reichern sich daher oft sehr stark in Gasen an. Im allgemeinen ist der Verweilzustand der angeregten Atome 10^{-8} Sek. Jedoch können Atome im metastabilen Zustand bis zu Bruchteilen einer Sekunde verweilen. Allerdings gelangen die metastabilen Bleiatome sehr schnell an die Wand. Ihre Verweilzeit ist also jedenfalls hier kleiner. Immerhin ist es nicht ausgeschlossen, daß das Ergebnis durch metastabile Zustände gefälscht wird, denn zur Erlangung möglichst kurzer Belichtungszeiten mußte mit sehr großer Elektronendichte (50 mA/cm^2) gearbeitet werden. Da die Zahl der gebildeten metastabilen Zustände proportional dem Strom ist, wird die Anregung von diesem Zustand aus proportional dem Quadrat des Stromes; fällt also bei hoher Stromdichte ins Gewicht. Nun ist aber der metastabile Zustand ein Singulettterm im Gegensatz zum Grundzustand. Die Übergangswahrscheinlichkeit vom $p\ ^1D_2$ -Zustand ist von diesem Singulettterm aus größer als vom Grundzustand, wegen der größeren Übergangswahrscheinlichkeit Singulett nach Singulett gegenüber Triplett nach Singulett. Also könnte die Anregung des $p\ ^1D_2$ -Zustandes von den wenigen metastabilen Atomen aus eher erfolgt sein als von den zahlreichen Atomen im Grundzustand. Dabei wäre jetzt eine Überlagerung der flachen mit der steilen AF. zu erwarten und so eine Vermischung beider Kurvenformen möglich.

2. Die Regel der charakteristischen Form der AF. wird auch bei einigen Hg-Linien durchbrochen, wie dies folgende Hg-Übergänge, von denen zwei in Abb. 12 wiedergegeben sind, zeigen:

4348 ($2\ ^1P_2 - 4\ ^1D_2$)	5790 ($2\ ^1P_1 - 3\ ^1D_2$)	4077 ($2\ ^1P_1 - 4\ ^1S_0$)
5769 ($2\ ^1P_2 - 3\ ^3D_2$)	4339 ($2\ ^1P_1 - 4\ ^3D_2$)	3769 ($2\ ^1P_1 - 3\ ^3D_2$)
	2704 ($2\ ^1P_1 - 6\ ^1D_2$)	
	4339 ($2\ ^1P_1 - 4\ ^3D_2$)	

Die eben angeführten Kombinationen haben ausnahmslos als unteren Term einen $2\ ^1P_m$ -Zustand; als oberen Term zeigen alle Triplettlinien einen $n\ ^3D_2$ -Zustand, während die Singulettlinien $n\ ^1D_2$ - und zum Teil $n\ ^1S_0$ -Zustände aufweisen.

Alle diese von W. Schaffernicht bei Hg angegebenen Linien zeigen ausgesprochen einen Singuletttypus. Einen gemeinsamen unteren Term zwischen Singulett- und Triplettlinien findet man auch bei Blei, bei dem dieser Term ein p^1D_2 -Zustand ist. Hier zeigen diese Kombinationen einen stark ausgeprägten Triplettcharakter. Vielleicht kann man bei Blei eine ähnliche Anomalie erwarten (Termschema Abb. 9).

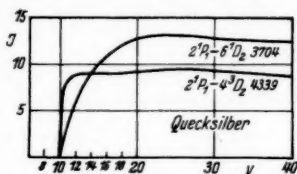


Abb. 12. (Der Arbeit von Schaffernicht entnommen)

b) Diskussion der AF. der Triplettlinien

Die steile Form der AF. der Triplettlinien ist auch im Hinblick auf die Elemente der zweiten Spalte des periodischen System bei Blei zu finden. Zunächst sollen die drei Linien 2614, 2802 und 2633 (Abb. 13) betrachtet werden. Die stärkste von ihnen ist die Linie 2613,68 ($p^3P_1 - d^3D_1$), die mit der Linie 2614,2 ($p^3P_1 - d^3F_2$) zusammenfällt und mit dem Spektralapparat nicht mehr getrennt werden konnte.

Es ist aber anzunehmen, daß die Linie 2613,68 stärker angeregt wird, da sie auf den gleichen Term wie die Resonanzlinie 2170 ($p^3P_0 - d^3D_1$) führt, und die Anregung im allgemeinen um so stärker ist, je größer die optische Übergangswahrscheinlichkeit ist. Die Resonanzlinie 2170 ($p^3P_0 - d^3D_1$) konnte nicht gemessen werden, weil sie durch Selbstabsorption und den Spektralapparat zu sehr geschwächt wurde. Linien vom gleichen oberen Term haben aber gleiche AF., also ist die AF. der Resonanzlinie 2170 identisch mit der experimentell bestimmten AF. der Linie 2613,68. Diese Linie ist wegen der großen Übergangswahrscheinlichkeit, die sie durch den gemeinsamen Term mit der Resonanzlinie hat, die stärkste des ultravioletten Spektrums. Alle eben erwähnten Linien zeigen ein sehr schmales Maximum. Es scheint eine Ähnlichkeit mit den $3P_3 - m^3P_2$ -Zuständen des Quecksilberspektrums zu bestehen, die ebenfalls schmal und ausgeprägt sind.

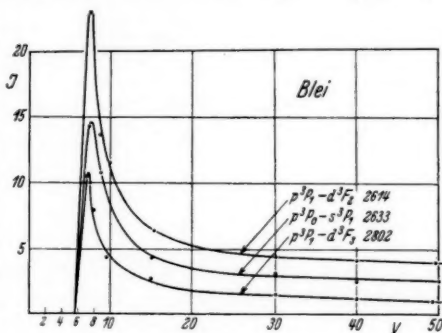


Abb. 13

Die Möglichkeit, daß sie von höheren Zuständen durch Kaskadensprünge erreicht werden, ist unwahrscheinlich, da fast nur eine direkte Anregung durch Elektronenstoß stattfindet.

Die Resonanzlinie 2633 ($p^3P_0-s^3P_1$), die zu den $p^3P_m-s^3P_n$ -Übergängen gehört, hat ebenfalls ein sehr schmales Maximum. Die Anregungsspannung aller drei Linien liegt etwas vor 6 Volt.

Die Linie 2802 ($p^3P_1-d^3F_3$) erreicht bereits bei 7,5 Volt die optimale Spannung und fällt sehr steil wieder ab, um von 30 Volt an fast parallel zur Abszisse zu verlaufen. Alle Linien fallen bei 50 Volt auf den sechsten Teil ihrer Intensität. Die Linie 2633 ($p^3P_0-s^3P_1$) hat das Maximum etwas später; es liegt bei 8 Volt, das der Linie 2614

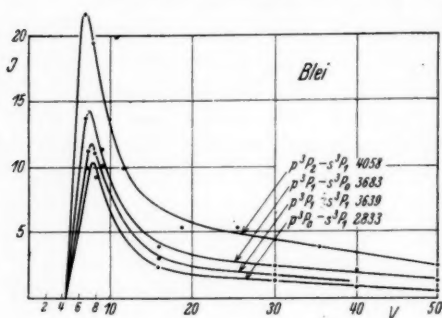


Abb. 14

($p^3P_1-d^3F_2$) ebenfalls bei 8 Volt. Nach steilem Abfall verläuft die Linie 2633 von 25 Volt ab und die Linie 2614 von 30 Volt ab, nahezu parallel zur X-Achse. Die stärkste der drei Linien: 2614 fällt ebenfalls wie 2802 und 2633 bei 50 Volt auf den sechsten Teil. Das Maximum aller Linien liegt hier also bereits etwa 2 Volt nach der Anregungsspannung.

Die AF. der $p^3P_m-s^3P_n$ -Kombinationen (Abb. 14) haben ein breiteres Maximum, das im Mittel bei 7,5 Volt, also 3 Volt nach der Anregungsspannung, liegt. Die Linien 4058 ($p^3P_2-s^3P_1$), 3639 ($p^3P_1-s^3P_1$) und 2833 ($p^3P_0-s^3P_1$) (im Termschema nicht enthalten) haben den gleichen, die Linie 3683 ($p^3P_1-s^3P_0$) den ähnlichen oberen Term. Sie müssen also die ähnliche Anregungsfunktion haben, was sehr gut zu sehen ist. Sie verschieben ihr Maximum mit fallender Wellenlänge nach größeren Voltgeschwindigkeiten. Das Optimum liegt bei 7 Volt und fällt dann bis 25 Volt rasch ab, um im Gegensatz zu den ($d^3P_m-s^3F_n$)-Kombinationen etwas flacher zu verlaufen. Bei 50 Volt ist die Intensität auf den achten Teil gefallen.

Die übrigen Linien: 3683, 3639 und 2833 haben das Anregungsmaximum etwas später. Es liegt bei 7,4, 7,6 und 7,7 Volt. Die Linien 3683 und 3639 fallen auf den achten und 2833 auf den zwölften Teil der Intensität. Die etwas verbreiterte Form des

Maximums kann vielleicht durch Kaskadensprünge von höheren Termzuständen erklärt werden.

In Abb. 15 sind die $p^1D_m-d^3D_n$ - und die $p^3P_m-d^3D_n$ -Kombinationen zusammengefaßt. Die Maxima liegen etwa 2,5 Volt nach der Anregungsspannung. Die AF der beiden Interkombinationslinien 4063 ($p^1D_3-d^3D_1$) und 3671 ($p^1D_2-s^3P_1$) sind noch breiter als die $p^3P_m-s^3P_n$ -Kombinationen, ferner fällt die Intensität bei 50 Volt nur auf den dritten bzw. auf den vierten Teil. Es besteht eine Ähnlichkeit mit der Singulettlinie 3572. Dies läßt sich vielleicht so deuten, daß der untere Term wie die Linie 3572 metastabil ist. Ein analoger Fall liegt auch hier bei Hg vor. Der 2^3P_0 Hg-Term ist ebenfalls wie der p^1D_2 -Term bei Pb metastabil. Die drei Hg-Linien:

4047 ($2^3P_0-2^3S_1$);

2752 ($2^3P_0-3^3S_1$);

2679 ($2^3P_0-3^3P_1$),

die auf diesen unteren Term gehen, zeigen alle übereinstimmend einen Abfall der Intensität bei etwa 50 Volt, der nur bis auf die Hälfte oder den dritten Teil absinkt im Vergleich zu den Triplettlinien, die vom gleichen

oberen Term ausgehen. Die letzteren fallen auf das 4—6fache ab.

Die übrigen beiden Linien 2873 ($p^3P_2-d^3D_2$) und 2657 ($p^3P_1-d^3D_2$) erreichen ihr Maximum bei 8,2 bzw. 7,8 Volt.

Die Intensität fällt im Gegensatz zu den beiden Kurven der Abb. 15 (Linie 4063 und 3671) bei 50 Volt sehr stark ab; sie beträgt nur noch den zwölften Teil. Alle Linien haben die gleiche Anregungsspannung.

Der auffallend steile Abfall aller AF. bei etwa 8 Volt (Ionisierungsspannung für Pb) läßt sich vielleicht auf den Zusammenbruch einer Raumladung zurückführen. Bei so kurzen Belichtungszeiten, also entsprechend großer Elektronendichte, mit denen gearbeitet werden mußte, sind Raumladungen unvermeidlich. Derartige kleine Fehler müssen aber zur Erreichung möglichst kurzer Belichtungszeiten in Kauf genommen werden. Es ist also möglich, daß beim Zusammenbruch der Raumladung die Elektronengeschwindigkeit mehrere Volt größer geworden ist. Da fast alle AF. bei 8 Volt

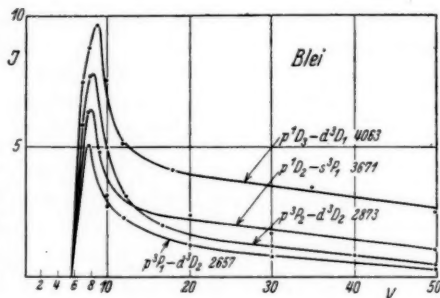


Abb. 15

das Optimum bereits überschritten haben, sinkt dann die Lichtausbeute bei der sprungweisen Spannungserhöhung stark ab (bei konstantem Strom). Bei Larché zeigt die AF. der Cadmium-Resonanzlinie 2288 bei 9 Volt einen Knick, den der Verf. ebenfalls auf die Ionisierungsspannung zurückführt. Der Effekt tritt hierbei in umgekehrter Weise auf. Die AF. der Singulettlinie, die ihr Optimum bei weit größeren Spannungen erreicht, also sich im Anstieg befindet, zeigt kurz vor der Ionisierungsspannung einen flacheren Verlauf. Durch Kompensation der Raumladung durch Ionen steigt auch hier vermutlich die Spannung um einige Volt (wie oben beschrieben), dabei wird die Lichtausbeute sprunghaft größer.

Die Ergebnisse sind in der folgenden Tabelle nochmals zusammengefaßt.

Tabelle

Wellenlänge	Termkombination	Anreg.-Spg. in Volt	Opt.-Spg. in Volt
4062	$p^1D_2-d^3D_1$	5,68	8,90
4057	$p^3P_2-s^3P_1$	5,70	7,00
3740	$p^1D_2-s^3P_2$	6,05	8,20
3683	$p^3P_1-s^3P_0$	4,30	7,50
3671	$p^1D_2-s^3P_1$	6,00	8,10
3639	$p^3P_1-s^3P_1$	4,35	7,60
3572	$p^1D_2-s^1P_1$	6,00	9,80
2873	$p^3P_2-d^3D_2$	5,70	8,20
2833	$p^3P_0-s^3P_1$	6,05	7,70
2802	$p^3P_1-d^3F_4$	5,68	7,20
2657	$p^3P_1-d^3D_3$	6,10	7,80
2633	$p^3P_0-s^3P_1$	4,45	8,00
2614	$p^3P_1-d^3F_2$	6,05	8,00

VI. Zusammenfassung

Mit zwei neukonstruierten Elektronenstoßrohren wurden die AF. dreier hochsiedender Metalle gemessen.

Thallium als Vertreter der dritten Spalte des periodischen Systems der Elemente mit einem *P*-Term als Grundterm wurde mit zwei verschiedenen Methoden untersucht. Die grüne Thallium-Linie 5350 Å, als einzige im sichtbaren Spektrum liegende Linie, wurde visuell durch Vergleich mit der Tl-Spektrallampe gemessen. Die AF. von 5 weiteren Linien wurde photographisch erhalten, und einige früher von Strohmeier gemessene Werte verbessert.

Dann wurden sechs Linien des sichtbaren *Silberspektrums*, als Vertreter der ersten Spalte rechtsstehender Elemente, angeregt und gleiche Gesetzmäßigkeiten, sowie ähnliche Form der AF. wie etwa

bei Tl und Na gefunden: 1. Linien vom gleichen oberen Term haben ähnliche AF., desgleichen Linien einer Serie, da sie vom ähnlichen oberen Term ausgehen. 2. Innerhalb einer Serie verschiebt sich mit wachsender Gliednummer das Maximum der AF. um einen der Verschiebung der AF. proportionalen Betrag.

Schließlich wurde der Verlauf der AF. von dreizehn *Bleilini*en bestimmt und insbesondere nach einem Unterschied zwischen Singulett- und Triplettanregung gesucht, wie er bei den Elementen der zweiten Spalte des periodischen Systems (Cd, Zn und Hg) bekannt ist. Diese haben als Grundterm einen Singulettterm, Blei dagegen einen Triplettterm. Aus diesem Grunde wurde bei Blei eine Umkehrung der Regel: steile AF. der Triplettlinie, flache AF. der Singulettlinie vermutet. Die Erwartungen wurden nicht erfüllt. Die steile AF. der Triplettanregungsfunktionen bleibt bei allen Bleilini

en erhalten. Die AF. der einzigen bei Blei meßbaren Singulettlinie kann als Überlagerung der flachen Singulett- mit der steilen Triplettanregungsfunktion aufgefaßt werden.

Die vorliegende Arbeit wurde 1936 im Physikalischen Institut der Friedrich-Schiller-Universität Jena begonnen und 1937 im Physikalischen Institut Leipzig beendet. Sie wurde von Herrn Prof. Dr. W. Hanle angeregt, wofür ich ihm meinen herzlichsten Dank ausspreche. Den jeweiligen Institutsdirektoren, Herrn Geheimrat Prof. Dr. M. Wien, Herrn Prof. Dr. Kulenkampff und Herrn Prof. Dr. Hoffmann danke ich für die Bereitstellung der Institutsmittel, der Helmholtz-Gesellschaft für die Überlassung von Apparaten.

Jena, Physikalisches Institut der Universität, Frühjahr 1938.

(Eingegangen 4. Dezember 1938)

Über die Entstehungsweise der Bahnlinie eines Blitzes und die weiteren Vorgänge in ihr

Von B. Walter

(Mit 5 Abbildungen)

§ 1. Einleitung

Das in der Überschrift bezeichnete Problem hat durch die schönen, von Schonland und Mitarbeitern mit einer sogenannten Boys-Kamera erhaltenen Blitzaufnahmen¹⁾ zweifellos eine große Förderung erfahren, wie ich schon vor einiger Zeit in diesen Annalen kurz ausgeführt habe²⁾; und wenn nun auch in einer bald darauf erschienenen Abhandlung von Schonland, Malan und Collens³⁾ die Verff. sich meiner in jener kurzen Mitteilung dargelegten Auffassung der von ihnen neu gefundenen Erscheinungen im großen und ganzen angeschlossen haben, so sind doch in den später von ihnen veröffentlichten genaueren Darlegungen ihrer Auffassungen^{4 5 6 7)} mehrere Annahmen enthalten, bezüglich derer ich einen anderen Standpunkt vertrete als die Verff., so daß ich daher auf diesen Gegenstand hier doch noch etwas genauer eingehen muß, zumal sich dabei auch noch verschiedene neuerdings noch von den Verff. aus ihren Beobachtungen festgestellte Tatsachen, deren Verständnis ihnen Schwierigkeiten bereitete, in einfacher Weise aufzuklären scheinen.

Im übrigen aber glaube ich auch hier noch darauf hinweisen zu müssen, daß die in bezug auf die Entstehungsweise der Bahnlinie eines Blitzes von den genannten Verff. neuerdings genauer festgestellten Tatsachen in der Hauptsache schon 1902 von mir

1) B. F. J. Schonland u. H. Collens, Proc. Roy. Soc. A. **143**. S. 654. 1934.

2) B. Walter, Ann. d. Phys. [5] **22**. S. 421. 1935.

3) B. F. J. Schonland, D. J. Malan u. H. Collens, Proc. Roy. Soc. A. **152**. S. 595. 1935.

4) D. J. Malan u. H. Collens, Proc. Roy. Soc. A. **162**. S. 175. 1937.

5) B. F. J. Schonland, Halley-Vorlesung, gehalten am 28. 5. 1937, erschienen: Oxford, 1938.

6) B. F. J. Schonland, Proc. Roy. Soc. A. **164**. S. 132. 1938.

7) B. F. J. Schonland, D. B. Hodges u. H. Collens, Proc. Roy. Soc. A. **166**. S. 56. 1938.

gefunden wurden^{8, 9)}, und daß auch meine weiter darzulegende Auffassung dieser Tatsachen nur die logische Folge meiner bereits damals hierüber entwickelten Ansichten darstellt.

Ich werde nun hier zunächst die Erscheinungen bei der Entstehung der Bahnlinie eines Blitzes und dann die weiter in ihr sich abspielenden Vorgänge in je einem besonderen Paragraphen behandeln, und in jedem dieser beiden Paragraphen wieder in je einem besonderen Abschnitt zunächst die betreffenden Tatsachen und darauf unsere beiderseitigen Auffassungen derselben darlegen. Für die verschiedenen Entladungsteile eines Blitzschlags werde ich dabei die schon 1903 von mir eingeführten Bezeichnungen beibehalten, da sie meines Erachtens auch heute noch durchaus zweckentsprechend sind.

§ 2. Die Entstehungsweise der Bahnlinie eines Blitzes

A. Tatsächliches

Die bezüglich der normalen Entstehungsweise der Bahnlinie eines Blitzschlags neuerdings von Schonland und Mitarbeitern

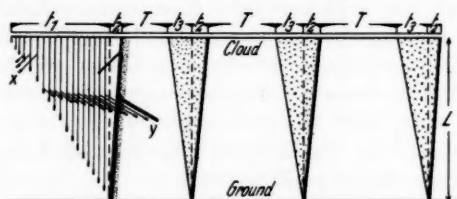


Abb. 1. Schematische Darstellung der Vorgänge in einem zur Erde gehenden Blitz nach Schonland, Malan und Collens.

Durchschnittliche Werte: $t_1 = 0,01$ Sek.; $t_2 = 0,001$ Sek.; $t_3 = 0,00004$ Sek.;
 $T = 0,03$ Sek.; $L = 2,0$ km

genauer festgestellten Tatsachen sind in der Hauptsache in der hier aus 3 wiedergegebenen Abb. 1 schematisch dargestellt. Sie bezieht sich auf einen aus vier „Teilentladungen“ bestehenden Blitz, wobei angenommen ist, daß alle diese Teilentladungen in derselben, genau senkrecht von der Wolke zur Erde verlaufenden Bahnlinie erfolgten. Der Verlauf der Zeit geht in der Abbildung von links nach rechts, so daß die linke der vier Teilentladungen die zeitlich zuerst aufgetretene darstellt. Bei allen vier Teilentladungen ist ferner die im Bilde rechts gelegene, d. h. die den zeitlichen Abschluß der betreffenden Entladung bildende Strömung dick gezeichnet, so daß es sich also dabei in allen vier Fällen um die „Hauptentladung“ der betreffenden

8) B. Walter, Ann. d. Phys. 10. S. 393. 1903.

9) B. Walter, Jahrb. d. Hamb. Wiss. Anstalten 20. 1903.

Teilentladung handelt. In § 3 werden wir allerdings sehen, daß diese Hauptentladungen doch etwas komplizierter sind als sie hier in Abb. 1 dargestellt wurden, und daß der hier angegebene zeitliche Verlauf der in ihnen stattfindenden elektrischen Strömungen sich nur auf die „Anfangsentladungen“ dieser Hauptentladungen bezieht.

Was nun aber die Entstehungsweise aller dieser Teilentladungen angeht, die ja hier vorläufig nur zur Erörterung steht, so zeigt die Abb. 1 zunächst, daß hier ein sehr großer Unterschied besteht zwischen der „ersten“ und den „späteren“ Teilentladungen eines Blitzes, während sie bei diesen letzteren darnach wieder in gleicher Weise verläuft. Dies ist ja auch schon deswegen verständlich, weil es sich bei der ersten Teilentladung um die erstmalige Ausbildung einer neuen, bei den späteren Teilentladungen dagegen offenbar nur um die Auffrischung einer bereits vorhandenen Bahnlinie handelt. Der Hauptentladung der ersten Teilentladung geht dann auch nach Abb. 1 eine sehr große Zahl von „Vorentladungen“ voraus, denjenigen der späteren Teilentladungen dagegen nur je *eine* solche Vorentladung, die hier durch die links vor jeder ihrer Hauptentladungen schräg von links oben nach rechts unten verlaufende und unten in die betreffende Hauptentladung einmündende dünne gerade Linie dargestellt ist, und in der also danach die Strömung der Elektrizität *von der Wolke zur Erde hin* geht, während diese Strömung in der Anfangsentladung aller vier Hauptentladungen nach Abb. 1 umgekehrt *von der Erde zur Wolke* gerichtet ist.

Die Geschwindigkeit dieser Strömungen ist ferner in allen diesen vier Anfangsentladungen sowie auch in den Vorentladungen der späteren Teilentladungen nach Abb. 1 von unten bis oben bzw. von oben bis unten hin eine gleichförmige, in den ersteren jedoch erheblich größer als in den letzteren. Nach den unter der Abb. 1 angegebenen Zahlenwerten, die allerdings nur Durchschnittswerte darstellen, ist nämlich diese Geschwindigkeit in den genannten Vorentladungen im Mittel nur $2 \cdot 10^8$ cm/sec, in den Anfangsentladungen der vier Hauptentladungen dagegen $5 \cdot 10^9$ cm/sec, d. h. 25 mal so groß.

Die vielen der ersten Teilentladung eines Blitzes vorausgehenden Vorentladungen ferner gehen nun nach Abb. 1 zwar ebenfalls sämtlich von der Wolke aus, sie dringen jedoch wie die Abbildung zeigt, *stoßweise* nach unten hin vor, indem jede von ihnen zunächst den bereits von ihren Vorgängern gebahnten Teil des Weges benutzt, um dann noch ein kleines Stück weiter in die „jungfräuliche“, d. h. bis dahin noch von keiner Entladung begangene Luft hinein vorzustößen. Dies letztere Stück ist übrigens nach den photographischen

Aufnahmen stets erheblich lichtstärker als der obere Teil dieser Vorentladungen, wie ja auch in Abb. 1 angedeutet ist.

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Entladung in diesen oberen Teilen dieser Vorentladungen der ersten Teilentladung ist ferner nach 5, S. 11 durchschnittlich etwa 10^9 cm/sec, d. h. etwa 5mal so groß als der Durchschnittswert der Geschwindigkeit in den Vorentladungen der späteren Teilentladungen, andererseits aber wieder etwa 5mal so klein als der in den Anfangsentladungen der Hauptentladungen.

Die Abb. 1 enthält nun allerdings in dieser Beziehung offenbar insofern eine Unrichtigkeit, als darin die vielen Vorentladungen der ersten Teilentladung nicht wie dort gezeichnet ist, genau senkrecht, sondern vielmehr ebenfalls schräg von links oben nach rechts unten verlaufen sollten; und zwar müßte ihre Neigung nach obigem etwa in der Mitte zwischen der der Anfangsentladungen der Hauptentladungen und der der Vorentladungen der späteren Teilentladungen liegen. In unserer später zu beschreibenden Abb. 2 (vgl. S. 650) ist diese Unrichtigkeit zugleich mit einer anderen, meiner Ansicht nach in Abb. 1 ebenfalls noch vorhandenen und dort genauer zu begründenden richtig gestellt.

Als Tatsächliches ist hier weiter noch zu erwähnen, daß die Geschwindigkeit des Vorrückens der vielen Vorentladungen der ersten Teilentladung von der Wolke zur Erde hin — dieser Vorgang als Ganzes betrachtet —, eine Geschwindigkeit, die Schonland als die „effektive Geschwindigkeit“ dieses Vorgangs bezeichnet, und die in Abb. 1 offenbar durch die Neigung der Verbindungslinie der unteren Enden aller dieser Vorentladungen gegen die Vertikale dargestellt wird, nach den unter der Abb. 1 stehenden Zahlenwerten im Mittel nur $2 \cdot 10^7$ cm/sec beträgt. Das Zustandekommen der ersten Teilentladung dauert also danach durchschnittlich etwa 10mal so lange wie das der späteren. Der zeitliche Abstand zweier aufeinanderfolgender Vorentladungen der ersten Teilentladung liegt ferner nach 7, S. 62, stets zwischen 3 und $9 \cdot 10^{-6}$ Sek. und beträgt also im Mittel $6 \cdot 10^{-6}$ Sek. Bei dem oben genannten Wert der effektiven Geschwindigkeit des Vorgangs der Ausbildung dieser Teilentladung rückt mithin die Entladung in der Zeit von einer dieser Vorentladungen bis zur nächst folgenden im Durchschnitt nur um etwa 12 m von der Wolke zur Erde hin vor, und es sind also danach z. B. bei einem aus einer 2 km hohen Wolke stammenden Blitz etwa 170 solcher Vorstöße nötig, um die Erde zu erreichen.

Weiter ist hier noch von Wichtigkeit, daß sich an den stärker leuchtenden unteren Enden dieser Vorentladungen der ersten Teil-

entladung häufig eine *Verzweigung der Bahnlinie* ausbildet, wie dies auch in Abb. 1 für zwei solche Stellen angedeutet ist, und daß dann die auf die betreffende Vorentladung folgenden Vorentladungen sich in der Regel nicht bloß in den zur Einschlagstelle des Blitzes hin-führenden Hauptast der Verzweigung, sondern auch in diesen Seitenast hinein ergießen und dann auch diesen von Stoß zu Stoß in ähnlicher Weise verlängern wie den Hauptast. Auch dies in Abb. 1 für den unteren der beiden darin angenommenen Seitenäste dargestellt.

Diese Seitenäste leuchten ferner, wie ebenfalls in Abb. 1 angedeutet ist, zugleich mit der Anfangsentladung der Hauptentladung meistens noch einmal sehr stark auf — und zwar meist auch viel stärker als bei den Vorentladungen, so daß sie in den photographischen Aufnahmen oft nur durch dieses ihr letztes Aufleuchten sichtbar werden und dann darin nur als seitliche Anhängsel jener Anfangsentladung erscheinen. Es mag aber schon hier betont werden, daß man aus diesem Umstande nicht etwa schließen darf, daß diese Seitenäste dann erst zugleich mit jener Anfangsentladung entstanden sind. Die Zeit ihres Entstehens ist vielmehr nach obigem stets zur Zeit des Auftretens derjenigen Vorentladung zu suchen, deren unteres Ende gerade bis zu ihrer Abzweigungsstelle vom Hauptast reichte.

Weiter ist hier noch die Tatsache von Bedeutung, daß in dem Augenblick, wo die letzte Vorentladung der ersten Teilentladung den Erdboden erreicht, und wo also die Anfangsentladung der Hauptentladung einsetzt, das Vordringen der Wolkenelektrizität in die sämtlichen Seitenzweige hinein aufhört. Ein Beispiel hierfür wird schon von den Verff. in 3, S. 614 angeführt, ein anderes sehr schönes Beispiel dieser Art liefert ferner die von ihnen in 3, S. 608 gegebene figürliche Darstellung ihrer Messungen an ihrer Aufnahme 28, deren Blitz nämlich gleich nach seinem Austritt aus der Wolke einen sehr starken und sehr langen Seitenast in fast horizontaler Richtung ausgebildet hat. Nach den an der Abb. 5 daselbst angeschriebenen Zahlen ist nämlich dieser Blitz $16,3 \cdot 10^{-3}$ Sek. nach seinem Austritt, aus der Wolke am Erdboden angelangt, während das letzte Ende des genannten Seitenastes danach $16,5 \cdot 10^{-3}$ Sek. nach jenem Austritt, d. h. also praktisch in demselben Augenblick erreicht wurde. Der Grund für die Gleichzeitigkeit dieser beiden Ereignisse ist natürlich darin zu suchen, daß in dem Augenblick, wo die Vorentladungen der ersten Teilentladung den Erdboden erreichen, die hohe Spannung der Wolke zusammenbricht, und daß eben damit auch das Vordringen ihrer Ladung in die Seitenzweige der Bahnlinie hinein aufhört. In § 3, B. werden wir sehen, daß die Beachtung dieser Tatsache

für das Verständnis der Vorgänge in der Hauptentladung von großer Wichtigkeit ist.

Am Schluß dieses Abschnittes stellen wir uns nun noch einmal die hauptsächlichsten der darin angegebenen Zahlenwerte zusammen. Es beträgt danach zunächst die Durchschnittsgeschwindigkeit der elektrischen Strömung:

1. in den einzelnen Vorentladungen der ersten Teilentladung: $1 \cdot 10^9$ cm/sec,

2. in der einen Vorentladung der späteren Teilentladungen: $2 \cdot 10^8$ cm/sec,

3. in den Anfangsentladungen der Hauptentladungen: $5 \cdot 10^9$ cm/sec.

Ferner beträgt die durchschnittliche Geschwindigkeit des Vorrückens der vielen Vorentladungen der ersten Teilentladung von der Wolke zur Erde hin: $2 \cdot 10^7$ cm/sec. Der zeitliche Abstand dieser letzteren Entladungen voneinander ist ferner im Mittel $6 \cdot 10^{-5}$ Sek. und die durchschnittliche Länge ihres jedesmaligen Vorstoßes etwa 12 m.

B. Theoretisches

Die in A. angeführte Tatsache, daß die Geschwindigkeit des Vorrückens der vielen, der ersten Teilentladung eines Blitzes voraufgehenden Vorentladungen von der Wolke zur Erde hin — dieser Vorgang als Ganzes betrachtet — sehr viel kleiner ist als die Geschwindigkeit der Strömung in diesen einzelnen Vorentladungsstößen selbst, hat Schonland in 6 zu der Annahme geführt, daß jenes Vorrücken durch eine besondere, während des ganzen Entstehungsvorgangs der Teilentladung dauernd von der Wolke zur Erde hin fließende Strömung veranlaßt werde, die von ihm als „Lotsenströmung“ (pilot streamer) bezeichnet wird. Diese Strömung, die allerdings durch die photographischen Aufnahmen bisher nicht nachgewiesen sei, soll nämlich speziell das Vordringen der Entladung in die jungfräuliche Luft hinein bewirken und ihre Geschwindigkeit soll gleich der in A. definierten „effektiven Geschwindigkeit“ dieses Vorentladungsvorgangs, d. h. also viel kleiner sein als die der Strömung in den einzelnen, in den Aufnahmen sichtbaren und ja auch in Abb. 1 dargestellten Stößen, die übrigens ihrerseits der Lotsenströmung nur übergelagert sein sollen.

Nach meiner, übrigens schon in 8 und 9 dargelegten Auffassung kommt nun jedoch eine solche Lotsenströmung nicht für die ganze Länge, sondern nur für das kurze, in Abb. 1 dicker gezeichnete untere Ende eines jeden dieser Vorentladungsstöße in Frage, da es sich doch nur hier um ein Vordringen der Entladung in jungfräuliche Luft hinein handelt, während die Luft in dem oberen in

Abb. 1 dünn gezeichneten Teil eines solchen Stoßes doch schon durch die vorausgehenden Stöße ionisiert wurde, so daß also hier eine solche Lotsenwirkung nicht mehr nötig ist. Deshalb wird meines Erachtens die Geschwindigkeit der Strömung auch nur in jenem kurzen unteren Ende eines jeden dieser Stöße eine sehr viel kleinere sein als in seinem oberen Teil. Berücksichtigt man aber, daß das dadurch verursachte Stocken der Entladung bei jedem dieser vielen Vorentladungsstöße stattfindet, so erklärt sich daraus weiter auch das viel langsamere Vorrücken des Entladungsvorganges als Ganzes, d. h. eben der viel geringere Wert der „effektiven Geschwindigkeit“ Schonlands im Vergleich zu derjenigen in den oberen Teilen dieser Stöße.

Um dies noch genauer zu zeigen, sind in der Abb. 2 diese beiden verschiedenen Geschwindigkeiten der elektrischen Strömung

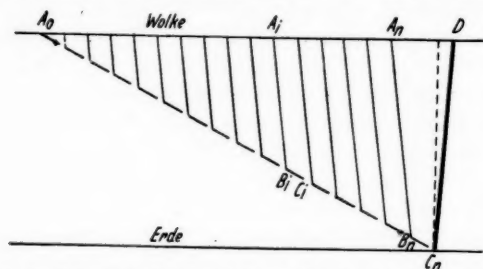


Abb. 2. Schematische Darstellung der Geschwindigkeiten der elektrischen Strömung in den Vorentladungen und der Hauptentladung der ersten Teilentladung eines Blitzes nach der Auffassung des Verf.

in den genannten beiden Teilen eines jeden dieser vielen Vorentladungsstöße der ersten Teilentladung schematisch dargestellt — und zwar zugleich auch in ihrem ungefähren Verhältnis zu der Geschwindigkeit in der Anfangsentladung ihrer Hauptentladung. Dabei bedeutet $A_i B_i$ den durch die vorausgegangenen Vorentladungen bereits ionisierten Teil der i ten Vorentladung und $B_i C_i$ ihren jungfräulichen Teil. $A_n B_n C_n$ ferner stellt die letzte dieser Vorentladungen dar, welche die Verbindung mit der Erde herstellt, und an welche sich die Anfangsentladung $C_n D$ der Hauptentladung unmittelbar anschließt.

Aus dieser Abb. 2 geht dann auch ohne weiteres hervor, daß die Geschwindigkeit der Strömung in den Teilen $B_i C_i$ dieser Vorentladungen nichts anderes darstellt als die effektive Geschwindigkeit Schonlands.

Eine besonders starke Stütze erhält diese meine Auffassung meines Erachtens weiter auch noch durch die erwähnte und auch

in Abb. 1 angedeutete Tatsache, daß nach den photographischen Aufnahmen die Enden $B_i C_i$ einer solchen Vorentladung stets viel lichtstärker sind als ihre Teile $A_i B_i$; denn dieser Unterschied erklärt sich danach natürlich einfach so, daß die von einem jeden dieser Vorentladungsstöße in seiner Bahnlinie entwickelte Stromwärme in $A_i B_i$ — wegen des geringeren elektrischen Widerstandes dieses Teils — erheblich kleiner ist als die in $B_i C_i$ erzeugte. Auch der Umstand, daß die Verzweigungen der Bahnlinie stets nur an den kurzen unteren Enden dieser Stöße stattfinden, deutet ja darauf hin, daß die Schwierigkeiten des Vordringens der Entladung nur hier in Frage kommen.

Im übrigen ist hierzu noch zu erwähnen, daß ganz ähnliche Erscheinungen, wie sie hier nach A. beim Blitz beobachtet werden, sich auch bei der von mir zuerst im Jahre 1898 nachgewiesenen Entstehungsweise der *elektrischen Funken* eines Induktionsapparates zeigen^{10, 11)}, und daß ich meine oben dargelegte Auffassung dieser Vorgänge auch schon in 8 und 9 zumal an den bei solchen Funken beobachteten Erscheinungen entwickelt und sie dann auch bereits auf die daselbst ebenfalls schon in ihren Hauptzügen von mir nachgewiesene Entstehungsweise der Bahnlinie des Blitzes ausgedehnt habe. Die in Abb. 2 gegebene genauere Darstellung dieser Auffassung war aber natürlich erst auf Grund der Aufnahmen und Messungen von Schonland und Mitarbeitern möglich.

Die in Abb. 2 gegebene schematische Darstellung dieser Vorgänge ist nun allerdings wieder insofern unvollkommen, als darin die Teile $B_i C_i$ der einzelnen Vorentladungen mit ihren Teilen $A_i B_i$ einen größeren Winkel bilden, und dies zu der Meinung verleiten kann, daß dies auch in Wirklichkeit der Fall sei. Die Aufnahmen von Schonland und Mitarbeitern zeigen jedoch, daß das kurze, stärker leuchtende untere Ende einer solchen Vorentladung in der Regel annähernd in der Verlängerung des letzten Endes ihres darüber gelegenen schwächer leuchtenden Teiles liegt, d. h. also so, wie es in Abb. 1 dargestellt ist. In örtlicher Beziehung liefert mithin die Abb. 1 eine bessere Vorstellung von den hier tatsächlich vorliegenden Verhältnissen als die Abb. 2; und noch mehr gilt dies für die Ausbreitung der seitlichen Verästelungen der fraglichen Vorentladungen, so daß daher diese in die Abb. 2 überhaupt nicht aufgenommen wurden.

Was sodann die erst von Schonland und Mitarbeitern entdeckten Vorentladungen der *späteren* Teilentladungen eines Blitzes betrifft, so besteht ihre Bedeutung natürlich darin, daß durch sie

10, 11) B. Walter, Ann. d. Phys. u. Chem. **66**. S. 636. 1898; **68**. S. 776. 1899.

die nach dem Ablauf der vorhergehenden Teilentladung gewissermaßen in allmählichem Absterben begriffene Leitfähigkeit der Luft in der Bahnlinie wieder neu aufgefrischt wird, wie übrigens auch schon in 2 von mir dargelegt wurde.

Zur Berechnung der Größe v der Geschwindigkeit des Vordringens einer elektrischen Entladung in normale jungfräuliche Luft hinein benutzt Schonland in 6 die Formel

$$(1) \quad v = \sqrt{\frac{2Ee\lambda}{\pi m}},$$

wo E die zur Einleitung einer solchen Entladung notwendige elektrische Feldstärke, also etwa 30000 V/cm, ferner $\lambda = 3,8 \cdot 10^{-5}$ cm die gaskinetische freie Weglänge des Elektrons in solcher Luft und e und m Ladung und Masse des Elektrons bedeuten. Die Formel gibt $v = 3,6 \cdot 10^7$ cm/sec, also etwa die doppelte Größe der bei den Vorentladungen der ersten Teilentladung eines Blitzes zumeist beobachteten effektiven Geschwindigkeit. Schonland führt dann zwei Gründe an, weswegen der durch die Formel gelieferte Wert zu hoch werden soll und findet schließlich, daß er zwischen $1,8 \cdot 10^7$ und $1,4 \cdot 10^6$ cm/sec liegen müsse, wie er ja auch ungefähr beim Blitz beobachtet wird.

Bei mehreren der von mir in 9 abgebildeten photographisch analysierten Funken, die ebenfalls sämtlich in normaler atmosphärischer Luft überschlugen, betrug nun jedoch die effektive Geschwindigkeit ihrer vom *positiven* Pol der Funkenstrecke aus in die jungfräuliche Luft vordringenden Vorentladungen nur etwa $3 \cdot 10^3$ cm/sec, und die der gleichzeitig mit ihnen vom *negativen* Pol ausgehenden weniger als halb so viel. Diese Geschwindigkeiten sind nun aber viele 1000mal kleiner als die sich aus der Formel 1 ergebenden, so daß demnach diese Formel offenbar noch einer ganz wesentlichen Abänderung bedarf.

Was sodann die Geschwindigkeit der elektrischen Strömung in denjenigen Entladungsteilen eines Blitzschlages betrifft, welche in einer Bahnlinie erfolgen, die bereits durch eine oder mehrere in ihr vorausgegangenen Entladungen ionisiert wurde, und wozu also nach obigem sämtliche in Abb. 1 dargestellte Entladungen mit Ausnahme der kurzen, darin dicker gezeichneten unteren Enden der Vorentladungen seiner ersten Teilentladung gehören, so schließe auch ich mich mit Schonland der wohl zuerst von Cravath und Loeb¹²⁾ ausgesprochenen Ansicht an, daß die hier von Schonland und

12) A. Cravath u. L. B. Loeb, Physics 6. S. 125. 1935.

Mitarbeitern festgestellten großen Geschwindigkeiten wohl nur durch in der Bahnlinie vorhandene *freie Elektronen* erklärt werden können; und ich stimme ferner auch darin Schonland bei, daß diese Elektronen natürlich von der Ionisierung dieser Linie durch die in ihr vorausgegangenen Entladungen herrühren.

Zur Begründung dieser Annahme sind nun zumal die Vorentladungen der späteren Teilentladungen eines Blitzes sehr geeignet; und so haben denn auch Schonland und Mitarbeiter bereits in 3, Tab. 8 die Geschwindigkeit v in diesen Entladungen in Beziehung zu derjenigen Zeitspanne, Δt , gesetzt, welche zwischen einer solchen Vorentladung und der ihr zuletzt in derselben Bahnlinie vorausgegangenen Teilentladung gelegen war. Das dabei von ihnen erhaltene Ergebnis war jedoch nicht sehr befriedigend.

Um dies näher zu zeigen, sind hier in Tab. 1 die sämtlichen hier in Betracht kommenden Beispiele jener Tab. 8 wiedergegeben,

Tabelle 1

Vorentladung	n	J	Δt (sec)	$10^{-8} v$ (cm/sec)
66 b	5	0,3	0,015	21,5
23 c	9	0,4	0,12	20,2
19 e	14	0,8	0,005	19,3
23 b	9	0,4	0,06	17,1
75 e	7	0,4	0,014	15,0
64 b	6	3,0	0,14	2,8
82 e	8	1,2	0,08	2,0
67 b	5	3,0	0,07	1,9
75 e	7	2,0	0,48	1,8
67 e	5	1,5	0,07	1,7

und zwar in der Reihenfolge abnehmender Größe von v . In der ersten Spalte der Tabelle ist ferner außer der Nummer des betreffenden Blitzes durch den daran angehängten Buchstaben auch noch die Nummer derjenigen seiner Teilentladungen angegeben, welche von der fraglichen Vorentladung ausgelöst wurde, wobei der Index b seine zweite, c seine dritte Teilentladung usw. bedeutet. Die Zahl in der zweiten Spalte der Tabelle (unter n) gibt ferner die gesamte Zahl der Teilentladungen des betreffenden Blitzes an, und die unter J die Intensität der in der ersten Spalte angegebenen Teilentladung, wobei die Intensität der ersten Teilentladung — a — des betreffenden Blitzes = 1 gesetzt ist.

In bezug auf die Abhängigkeit der Größe v der Tabelle von dem danebenstehenden Werte von Δt konnten nun die Verf. in 3 aus dieser Zusammenstellung nur entnehmen, „daß die Tabelle eine An-

deutung dafür liefert, daß langsamere Vorentladungen dieser Art mit längeren Zeitspannen Δt verknüpft sind, und daß der Blitz 75 ein gutes Beispiel hierfür bietet, da er eine schnelle Vorentladung gibt, wenn jene Zeitspanne — wie bei 75e — 0,014 Sek. und eine langsame, wenn sie — wie bei 75c — 0,48 Sek. beträgt“.

Aus andern Zahlen der Tabelle könnte man nun jedoch meines Erachtens in derselben Weise auf das Gegenteil schließen; denn es ist danach z. B. das v von 23c über 10mal so groß wie das von 67b und 67c, trotzdem das zugehörige Δt für die erstere Entladung sogar größer ist als für die beiden letzteren. Es ist demnach klar, daß die fragliche Geschwindigkeit v hier außer von Δt auch noch von anderen Größen abhängen muß.

Eine solche Größe ist nun, wie ich übrigens schon in 8 und 9 dargelegt habe, die *Intensität der der betreffenden Vorentladung vorausgehenden Teilentladung*. Von dieser Teilentladung nämlich rührt ja überhaupt erst die Ionisierung her, mit deren allmählichem Absterben wir es hier zu tun haben; und je größer also diese „anfängliche“ Stärke der Ionisierung ist, um so länger wird sie auch in der Bahnlinie vorhalten, d. h. um so größer wird nach unserer Auffassung auch das v bei sonst gleichem Wert von Δt werden. Bei Berücksichtigung dieses Umstandes lassen sich denn auch, wie wir sehen werden, die unserer Auffassung anscheinend noch im Wege stehenden Zahlenwerte der Tab. 1 damit leicht in Einklang bringen; zuvor mögen jedoch noch einige andere Tatsachen angeführt werden, welche besonders deutlich für den oben durch Kursivdruck hervorgehobenen Gesichtspunkt sprechen. Eine solche Tatsache ist z. B. die, daß die Geschwindigkeit der Strömung in den Vorentladungen der ersten Teilentladung eines Blitzes nach S. 649 durchschnittlich nur $1 \cdot 10^9$ cm/sec beträgt, bei den sämtlichen in den fünf obersten Reihen der Tab. 1 angeführten Vorentladungen dagegen einen nicht unbeträchtlich größeren Wert hat, trotzdem das Δt im ersten Falle im Mittel nur $6 \cdot 10^{-5}$ Sek., im letzteren dagegen meist über 100mal so groß ist. Das so sehr viel längere Andauern der elektrischen Leitfähigkeit der Bahnlinie im letzteren Falle gegenüber dem im ersteren erklärt sich nun nach obigem natürlich einfach daraus, daß es sich bei der der fraglichen Vorentladung vorausgegangenen Entladung, welche die „anfängliche“ Ionisation der Bahnlinie bewirkte, im letzteren Falle um eine *Hauptentladung*, im ersteren dagegen nur um eine *Vorentladung* handelte, deren Intensität eben eine sehr viel geringere war.

Weiter läßt sich nun aber die fragliche Auffassung auch sogar durch mehrere der in der Tab. 1 selbst enthaltenen v -Werte

stützen. Dabei muß jedoch zunächst betont werden, daß es sich bei der hier in Frage kommenden Intensität nicht etwa um die in der Tabelle unter *J* angegebenen Werte handelt, da sich diese nicht auf die der fraglichen Vorentladung *vorausgegangene*, sondern auf die ihr unmittelbar *folgende* Teilentladung beziehen.

Für diese Begründung der fraglichen Auffassung aus den Zahlenwerten der Tab. 1 kommt nun zunächst schon die in ihrer obersten Reihe enthaltene Vorentladung 66b in Frage; denn ihr so besonders hoher *v*-Wert kann nicht bloß von dem ja allerdings ziemlich kleinen Wert des zugehörigen Δt herrühren, da dieser letztere Wert z. B. bei 19c noch erheblich kleiner ist als bei 66b und trotzdem ihr *v*-Wert nicht größer, sondern kleiner ist als hier. Der größere *v*-Wert von 66b wird nun aber sofort verständlich, wenn wir die in 3, Abb. 10 und 11 wiedergegebenen Aufnahmen des Blitzes 66 beachten, aus denen nämlich hervorgeht, daß die der fraglichen Vorentladung 66b dieses Blitzes *vorausgegangene* Teilentladung, d. h. also die Teilentladung 66a, eine ganz ungewöhnlich große Intensität hatte.

Die Abb. 10 von 3 liefert übrigens noch eine weitere Stütze für die fragliche Auffassung, da nämlich darin zugleich mit den Teilentladungen des Blitzes 66 auch die des Blitzes 67 abgebildet sind und die des letzteren darin sämtlich ganz erheblich viel schwächer erscheinen als 66a, so daß also damit zugleich auch noch verständlich wird, daß die *v*-Werte bei 67b und 67c in Tab. 1 sehr viel kleiner sind als der bei 66b, zumal auch die Δt -Werte bei den ersteren beiden nicht unbeträchtlich größer waren.

Wenn nun also in Tab. 1 z. B. die Geschwindigkeit *v* in den Vorentladungen von 23b und 23c erheblich größer ist als in denen von 64b, 67b und 67c, trotzdem das Δt bei allen fünf nicht sehr verschieden war, so liegt mithin nach dem Obigen die Annahme nahe, daß der Grund für die größeren *v*-Werte in 23b und 23c eben in der größeren Intensität der diesen Vorentladungen vorausgehenden Teilentladungen zu suchen ist, eine Annahme, für welche ich allerdings keine näheren Beweise bringen kann, da die Aufnahmen der Blitze 23 und 64 von Schonland und Mitarbeitern nicht veröffentlicht sind.

Immerhin können wir aber nach obigem wohl mit ziemlicher Sicherheit annehmen, daß die Geschwindigkeit der Strömung in diesen Vorentladungen der ersten und der späteren Teilentladungen eines Blitzes um so größer wird, je größer einesteils die Intensität der der betreffenden Vorentladung in der Bahnlinie vorausgegangenen

Entladung und je kleiner andererseits die seit dieser vorausgegangenen Entladung verfloßenen Zeitspanne Δt ist.

Was aber sodann den auf S. 649 angegebenen, so sehr viel größeren Wert der Strömungsgeschwindigkeit in den *Anfangsentladungen der Hauptentladungen* eines Blitzschlags betrifft, so müssen nun dafür meines Erachtens ganz andere Ursachen in Betracht kommen als bei jenen Vorentladungen; denn nach den soeben genannten, für diese letzteren Entladungen geltenden Regeln könnte z. B. diese Geschwindigkeit in einer solchen Anfangsentladung überhaupt nicht größer sein als in der ihr unmittelbar vorausgegangenen Vorentladung, bei der ersten Teilentladung eines Blitzes, also durchschnittlich nicht größer als $1 \cdot 10^9$ cm/sec und bei den späteren durchschnittlich nicht größer als $2 \cdot 10^8$ cm/sec, während nach S. 649 jene Geschwindigkeit durchschnittlich $5 \cdot 10^9$ cm/sec beträgt. Abgesehen nun aber davon, daß sich auch ein solcher Unterschied der fraglichen v -Werte in den Anfangsentladungen der Hauptentladungen der ersten und der der späteren Teilentladungen eines Blitzes aus den Messungen von Schonland und Mitarbeitern überhaupt nicht ergibt, so folgt meines Erachtens auch schon aus der Tatsache, daß das fragliche v in den Anfangsentladungen durchschnittlich so sehr viel höher ist als in allen diesen Vorentladungen, daß in beiden Fällen ganz andere Ursachen in Frage kommen müssen. Darum erscheint mir denn auch der von Schonland in 6 gemachte Versuch, durch die verschiedenen Δt -Werte der betreffenden Teile der Bahnlinie eines Blitzes erstens die Erscheinung erklären zu wollen, daß die Geschwindigkeit der Strömung in der Anfangsentladung seiner Hauptentladung vielfach von unten nach oben hin abnimmt, sowie zweitens auch das manchmal bei einer solchen Entladung zu beobachtende Phänomen, daß die Strömung sich dabei stärker in einen Seitenast des Hauptkanals ergießt als in den über der Abzweigungsstelle des Astes liegenden Teil jenes Kanals, schon deswegen verfehlt, weil nach dem Obigen diese Δt hier überhaupt keine Rolle mehr spielen können. Außerdem ist aber im besonderen auch noch zu der zuerst angeführten Erscheinung zu erwähnen, daß z. B. bei zwei der drei in den Abb. 2 und 3 der Abhandlung 1 graphisch dargestellten Werten der Strömungsgeschwindigkeit in den Hauptentladungen der betreffenden Blitze eine solche Abnahme der fraglichen Geschwindigkeit in der Bahnlinie von unten nach oben hin überhaupt nicht stattgefunden hat, und zu dem soeben zu zweit angeführten Intensitätsphänomen ferner, daß ich dafür weiter unten in § 3, B. eine sehr einfache, aber freilich auf ganz anderer Grundlage beruhende Erklärung geben zu können glaube.

§ 3. Die Vorgänge in der fertigen Bahnlinie eines Blitzes

A. Tatsächliches

Wie schon in § 2, A. erwähnt wurde, sind die Vorgänge in den Hauptentladungen der verschiedenen Teilentladungen eines Blitzschlags in der Regel nicht so einfach, wie sie in Abb. 1 dargestellt wurden. Nach den Untersuchungen von Malan und Collens in 4 bestehen nämlich diese Entladungen nicht bloß aus einem einzigen, von der Erde zur Wolke hin verlaufenden Entladungsstoß, sondern setzen sich stets aus einer allerdings stoßartigen „Anfangsentladung“



Abb. 3. Einige ausgewählte Blitzaufnahmen von Schonland, Malan und Collens

und einer sich zeitlich daran unmittelbar anschließenden, erheblich schwächeren, aber auch erheblich länger dauernden „Nachentladung“ zusammen.

In Abb. 3 sind nun vier besonders charakteristische Entladungen dieser Art aus 4 wiedergegeben. Davon stellen 69 und 70 zwei, so gut wie gleichzeitig aus der Wolke hervorgetretene Blitze dar, die nach ganz verschiedenen Stellen der Erdoberfläche gingen, möglicherweise aber nur zwei Äste desselben, innerhalb der Wolke gelegenen Hauptkanals bildeten. Sie sowohl wie auch die Entladung 65 der Abb. 3 stellen je eine erste, 97b dagegen eine spätere Teilentladung eines Blitzes dar. Dies erkennt man auch daraus, daß bei 69, 70 und 65 von ihrer den linken Rand der betreffenden Entladung bildenden Anfangsentladung aus zahlreiche Seitenäste abzweigen, während solche an der von 97b nicht zu sehen sind. Von den in Abb. 1 dargestellten zahlreichen *Vorentladungen* einer solchen ersten Teilentladung lassen allerdings auch 69, 70 und 65 nichts erkennen,

da diese sich in den photographischen Aufnahmen nur bei ganz besonders starken oder aus sehr geringer Entfernung aufgenommenen Blitzen zeigen; indessen kommt es hier auch darauf nicht weiter an. Immerhin sei hier aber doch noch einmal hervorgehoben, daß die seitlichen Verästelungen, welche man bei diesen drei Blitzen an der Anfangsentladung ihrer Hauptentladung sieht, nicht etwa erst zugleich mit dieser Anfangsentladung entstanden sind, sondern daß sie, wie ja auch Abb. 1 zeigt, schon vor dem Auftreten dieser Entladung in ihrer vollen Länge da waren.

In 97b, die, wie erwähnt wurde, eine spätere Teilentladung darstellt, erkennt man dagegen deutlich auch die *eine*, ihrer Hauptentladung vorausgehende Vorentladung, die aber danach nicht etwa, wie man es vielleicht nach Abb. 1 annehmen könnte, nur aus einer momentanen, geschoßartigen Entladung bestand — Schonland und Mitarbeiter bezeichnen sie in diesem Sinne als „*dart-leader*“ —, sondern sich, wie es übrigens bei allen solchen, in gar nicht oder nur schwach ionisierter Luft erfolgenden elektrischen Entladungen der Fall zu sein scheint, aus einer stoßartigen Anfangsentladung und einer sich unmittelbar daran anschließenden Nachentladung zusammensetzte.

Die bemerkenswerteste Tatsache jedoch, welche sich bei den in Abb. 3 wiedergegebenen Blitzen zeigt, besteht nun darin, daß in der Anfangsentladung aller dieser Hauptentladungen die Helligkeit in der Bahnlinie von unten nach oben hin stark abnimmt, und daß ferner diese Abnahme bei 69 und 97b in einer ziemlich gleichförmigen Weise erfolgt, während bei 70 und 65 an einer bestimmten mittleren Stelle der Bahnlinie nach oben zu eine plötzliche, starke Abnahme jener Helligkeit zu beobachten ist. Diese Unstetigkeit tritt hier ferner, wie man sieht, bei beiden Entladungen an einer Stelle auf, wo ein stärkerer Seitenast vom Hauptkanal abzweigt, so daß sie offenbar mit dem Vorhandensein eines solchen Astes zusammenhängt. Mit dieser Annahme steht in Einklang, daß bei 69 und 97b eine solche Unstetigkeit nicht zu beobachten ist; denn in 69 sind nur schwache und in 97b überhaupt keine Seitenäste zu sehen.

Malan und Collens haben nun in 4 für eine große Zahl der von ihnen und Schonland aufgenommenen Blitze den zeitlichen Verlauf ihrer Hauptentladungen näher untersucht und ihre Meßergebnisse sowohl in Zeichnungen wie auch meist in Tabellen niedergelegt. Ihre sich auf die Blitze 70 und 65 in Abb. 3 beziehenden Zeichnungen sind hier in den Abb. 4 und 5 und ihre sich darauf beziehenden Tabellen in unseren beiden Tabellen 2 und 3 wiedergegeben.

Tabelle 3

(Blitz 65)

Zeiten in 10^{-6} Sek. nach Beginn der Komponente 1 in A

Punkt auf der Bahnlinie	K o m p o n e n t e n						
	1a	2b	2 β	3c	3 γ	4d	4 δ
H	26	—	—	—	—	(326)	—
G	18	—	—	—	92	—	—
F	12	—	—	—	71	348	—
E	11	—	16	29	—	—	—
C	4	—	—	26	63	374	—
B	2	—	13	—	—	—	—
A	0	9	13	30	65	410	560

den Verff. die „Komponente 1“ der ganzen Entladung genannt, während sie die später noch in ihrer Nachentladung auftretenden zeitweiligen Aufhellungen der Bahnlinie, die in den Abb. 4 und 5 durch dunklere Schraffierungen gekennzeichnet sind, als ihre Komponenten 2, 3, . . . bezeichnen. Zeitlicher Anfang und Schluß dieser Komponenten sind sowohl am unteren Rande der Zeichnungen wie auch in den Tabellen bzw. durch die Buchstaben α und α für die erste, b und β für die zweite, c und γ für die dritte Komponente usw. bezeichnet.

Die in den Abb. 4 und 5 links neben der ersten Komponente stehenden Zahlen bedeuten — ebenso wie die in den Tabellen unter dem zeitlichen Anfang und Ende der Komponenten stehenden Ziffern — die von den Verff. aus ihren Aufnahmen bestimmten, in 10^{-6} Sek. (Mikrosekunden) angegebenen Zeiten, welche beim Auftreten des betreffenden Teils der Entladung seit dem Beginn der ganzen Entladung, d. h. seit dem Auftreten des untersten Endes A der ersten Komponente verflossen sind.

B. Theoretisches

Von den in Abt. A beschriebenen, bei den Entladungen der Abb. 3 auftretenden Erscheinungen interessiert nun natürlich in erster Linie der sich bei den beiden Blitzen 70 und 65 in je einem mittleren Punkte ihrer Bahnlinien zeigende plötzliche Intensitätsabfall der Strömung nach oben zu. Dieser hängt, wie bereits in A erwähnt wurde, mit dem Vorhandensein des an der betreffenden Stelle abzweigenden Seitenastes zusammen.

Als mögliche Gründe für diese Erscheinung führen Malan und Collens am Schlusse von 4 folgende drei Ursachen an:

a) den zusätzlichen Strombedarf wegen der Teilung der Bahnlinie in den Seitenast und den Hauptkanal,

b) den Umstand, daß bei einem horizontalen Zweig in der Längeneinheit eine größere Ladung enthalten ist als in dem vertikalen Hauptkanal,

c) den Umstand, daß das Alter des Entladungsweges für den oberen Teil des Hauptkanals nach oben zu schneller zunimmt als für den Seitenzweig nach außen hin.

Was nun aber zunächst die dritte dieser vermeintlichen drei Ursachen der fraglichen Erscheinung angeht, so habe ich schon am Schlusse von § 2, B. ausgeführt, daß sie hier meines Erachtens überhaupt nicht in Frage kommen kann. Bezüglich der zweiten Ursache ferner kann man darauf hinweisen, daß die Erscheinung ja auch beim Blitz 65 auftritt, dessen fraglicher Seitenast nicht horizontal, sondern schräg nach unten gerichtet ist; und in bezug auf die unter a) angeführte Ursache endlich ist zunächst zu erwähnen, daß die Verff. an einer andern Stelle von 4 ihre diesbezügliche Ansicht etwas deutlicher dahin ausgedrückt haben, daß es sich hier um eine „die Entwicklung des betreffenden Seitenastes vervollständigende Entladung“ handelt, und daß ferner in bezug hierauf auch schon in 1, S. 669 gesagt und in 3, S. 618 wiederholt wird, daß „das Wirkende, was den Kanal hell leuchtend macht, in erster Linie darauf gerichtet ist, Energie in die Zweige hineinzugießen“.

Gegen alle diese Auffassungen ist nun jedoch meines Erachtens anzuführen, daß, wie schon am Schlusse von § 2, A. näher ausgeführt wurde, bei einer solchen ersten Teilentladung eines Blitzes, wie sie hier stets in Frage kommt, die Entwicklung aller Seitenäste des Hauptkanals in dem Augenblick beendet ist, wo ihre letzte Vor-entladung den Erdboden erreicht, da in diesem Augenblick die Spannung der Gewitterwolke zusammenbricht.

Deswegen kann es sich also hier auch weder um eine weitere Entwicklung des fraglichen Seitenastes noch auch um einen Transport von Energie in ihn hinein handeln, sondern vielmehr lediglich um die *Entladung* der bereits bei der Ausbildung der Bahnlinie von der Wolke aus in ihn hineinbeförderten Ladungen. Die Erklärung der fraglichen Erscheinung kann mithin meines Erachtens nur die sein, daß bei der *Ausbildung der Bahnlinie dieser Blitze in ihre hier in Frage kommenden Seitenäste von der Wolke aus eine ganz besonders starke Ladung hineinbefördert wurde, und daß dann diese starke Ladung in der Hauptentladung dieser Blitze entladen, d. h.*

durch Zuströmung der zu jenen Zweigladungen zugehörigen Influenzladungen des Erdbodens neutralisiert wurde¹³⁾.

Der Grund aber, warum nun eine so starke Ladung gerade in die hier in Frage kommenden Seitenäste hineinbefördert wurde, dürfte bei dem Blitz 70, wo der fragliche Seitenast annähernd horizontal verläuft, tatsächlich darin zu suchen sein, daß ein so verlaufender Ast zusammen mit der ihm annähernd parallelen Erdoberfläche eine Art Kondensator, d. h. einen Ansammlungsapparat für elektrische Ladungen darstellt, während beim Blitz 65, dessen in Frage kommender Seitenast schräg nach unten hin gerichtet ist, angenommen werden muß, daß hier an derjenigen Stelle der Erdoberfläche, auf welche dieser Seitenast hinzeigte, wegen dort vorliegender besonderer Verhältnisse eine besonders große Ansammlung von Influenzelektrizität stattgefunden hat.

Diese Auffassung scheint auch noch durch die Tatsache bestätigt zu werden, daß beim Blitz 70 die Entladung des fraglichen Seitenastes nach Abb. 4 hauptsächlich schon in der ersten Komponente der Hauptentladung erfolgte, beim Blitz 65 dagegen nach Abb. 5 in der ersten und der zweiten Komponente in annähernd gleichem Maße. Ein solcher Unterschied ist nämlich hier deswegen zu erwarten, weil die fragliche Influenzladung nach meinen obigen Annahmen bei Blitz 65 weiter von der Einschlagstelle des Blitzes entfernt lag als bei 70 und sie deswegen bei 65 auch etwas später an dieser Stelle anlangte als bei 70.

Diese bei den beiden Blitzen 65 und 70 der Abb. 3 so stark auffallende Unstetigkeit der Intensität der Strömung in der Anfangsentladung ihrer Hauptentladung stellt nun nach ihrer angegebenen Erklärung offenbar nur einen besonderen Fall der sich ja auch bei den beiden andern Blitzen der Abb. 3, ja nach 3, S. 618 sich sogar bei allen derartigen Entladungen zeigenden Erscheinung, daß die Intensität der Strömung in diesen Anfangsentladungen allgemein von unten nach oben hin abnimmt. Diese Erscheinung erklärt sich nämlich, wie ich schon in 2 ausgeführt habe, dadurch, daß es sich bei der fraglichen Strömung in der Hauptsache um die Summe der vom Erdboden aus in die sämtlichen Seitenäste der Bahnlinie fließenden Ströme handelt, durch welche sich die bei der Entstehung dieser Linie von der Wolke aus in diese Äste hineinbeförderten Ladungen mit den von diesen Ladungen im Erdboden hervorgerufenen

13) In derselben Weise haben übrigens auch bereits K. B. Mc Eachron u. W. A. Mc Morris (General Electric Rev. October 1936, S. 481—496) diese Vorgänge aufgefaßt, wenn sie dabei allerdings auch nicht auf die hier vorliegende Unstetigkeitserscheinung eingegangen sind.

Influenzladungen entgegengesetzten Vorzeichens vereinigen, so daß also dann jene Intensitätsabnahme natürlich einfach daher rührt, daß die Zahl dieser Strömungen im Hauptkanal von unten nach oben hin immer kleiner wird.

Hierbei ist es nun aber von besonderer Wichtigkeit, daß eine solche Intensitätsabnahme nach 3, S. 618 auch allgemein in den Anfangsentladungen der späteren Teilentladungen eines Blitzes auftritt — auch die Entladung 97b unserer Abb. 3 zeigt ja diese Abnahme sehr deutlich —; denn daraus muß man nach obigem schließen, daß die in den Seitenästen der Bahnlinie eines Blitzes enthaltenen Ladungen auch bei seinen späteren Teilentladungen noch eine Rolle spielen, trotzdem in der photographischen Aufnahme von diesen Zweigen selbst meistens nichts mehr zu sehen ist. Dieser Schluß scheint mir für das Verständnis der Vorgänge bei den späteren Teilentladungen eines Blitzes von größter Wichtigkeit, worauf ich jedoch erst in einer besonderen Abhandlung einzugehen gedenke.

Hier mag vielmehr nur noch erwähnt werden, daß nach dem Obigen auch noch die von Malan und Collens in 4 festgestellte Erscheinung, daß die Komponente 2 der Hauptentladungen der Blitze 65 und 70 erst dann vom Erdboden aus losgeht, wenn die Komponente 1 an der Verzweigungsstelle des hier jeweilig in Frage kommenden starken Seitenastes eintrifft, in verhältnismäßig einfacher Weise zu erklären ist. Durch den ganz außerordentlich starken Strom nämlich, welcher sich hier in der Komponente 1 vom Erdboden aus bis zum fraglichen Seitenast hin in den Hauptkanal hinein ergießt, wird dieser Teil des Kanals offenbar ganz besonders stark ionisiert; die dadurch hervorgerufene starke Erhöhung seiner elektrischen Leitfähigkeit kann sich jedoch für die weitere Entladung des Seitenastes erst dann auswirken, wenn der genannte Teil des Kanals *seiner ganzen Länge nach* von der Komponente 1 ionisiert wurde, d. h. eben erst dann, wenn diese Komponente an der Verzweigungsstelle angelangt ist.

Dieser sehr hohe Grad der Leitfähigkeit des genannten Teils des Hauptkanals bildet ferner natürlich auch den Grund für die auch schon von Malan und Collens in 4 hervorgehobene Tatsache, daß die Strömungsgeschwindigkeit in diesen Komponenten eine ganz außerordentlich große ist. Während nämlich z. B. beim Blitz 65 die Zeit, welche die Komponente 1 vom Erdboden aus bis zum Punkt E des Hauptkanals hin braucht, nach Abb. 5 und Tab. 3 $11 \cdot 10^{-6}$ Sek. beträgt, legt die Komponente 2 diesen Weg nach Tab. 3 in nur

$3 \cdot 10^{-6}$ Sek. zurück. Dabei ist allerdings zu berücksichtigen, daß die Genauigkeitsgrenze dieser Messungen nach Angabe der Verff. $10 \cdot 10^{-6}$ Sek. betrug, so daß es sich also bei den obigen Zahlenangaben natürlich nur um ganz grobe Annäherungen handelt.

Zusammenfassung

In der vorstehenden Abhandlung wird für mehrere der bei der Entstehungsweise der Bahnlinie eines Blitzes sowie auch für einige bezüglich der weiteren Vorgänge in dieser Linie beobachteten Tatsachen, die von Schonland und Mitarbeitern in ihren neueren Arbeiten darüber nach Ansicht des Verf. nicht richtig erklärt wurden, seine gegenteilige Ansicht dargelegt, die sich übrigens in allen Fällen als die logische Folge der von ihm bereits 1903 in den Abhandlungen 8 und 9 dargelegten Auffassung darstellt.

Hamburg, Physikalisches Staatsinstitut.

(Eingegangen 24. November 1938)

Die wahre Schallgeschwindigkeit in Luft

Von H. O. Kneser

(Mit 1 Abbildung)

Genaue Kenntnis der Schallgeschwindigkeit in Luft ist für manche Probleme der angewandten Akustik erforderlich und bei allen relativen Schallgeschwindigkeitsmessungen, bei denen Luft als Vergleichssubstanz herangezogen wird. Präzisionsmessungen dieser Größe sind häufig durchgeführt. Bei einer Anzahl von ihnen liegt die Meßfehlergrenze unter 0,1 m/sec, und doch unterscheiden sich die Ergebnisse untereinander bis zu 1 m/sec, woraus man auf einen bisher nicht bemerkten methodischen Fehler schließen muß.

Ordnet man die Ergebnisse von einigen der zuverlässigsten dieser Meßreihen nach der Frequenz (Abb. 1)¹⁾, so bemerkt man folgendes: Die Messungen, bei denen kurzdauernde Schallimpulse (Knalle, Knacke) verwandt werden, also die Laufzeitmessungen, liefern zum Teil erheblich niedrigere Werte als diejenigen mit definierter Frequenz, die durchweg auf Bestimmung der Frequenz und Wellenlänge beruhen²⁾. Innerhalb der letzteren ist bei den Ultraschallmeßreihen von Pierce (14) und Kao (13) ein Anstieg nach tieferen Frequenzen zu verzeichnen, der, wie die neueren, ebenfalls im Laboratorium von Pierce durchgeführten Messungen von Grabau (4) beweisen, sicher nicht reell ist. Außerdem aber deutet sich beim Vergleich der niederfrequenten Messungen ein leichter Anstieg mit wachsender Frequenz an. Eine geringe Dispersion, nämlich ein Anwachsen um etwa $0,4\text{‰}$ ($= 0,13\text{ m/sec}$) im Bereich hörbarer Frequenzen wäre auch durchaus zu verstehen als Folge der ver-

1) Bei den Messungen in atmosphärischer Luft ist durchweg eine Korrektur angebracht, die den Einfluß des CO_2 - und H_2O -Gehalts auf die Dichte berücksichtigt. Außerdem sind natürlich alle angegebenen Zahlen auf 0°C bezogen.

2) Laufzeitmessungen mit definierter Frequenz wurden von Vautier (15) angestellt und zwar in einer langen Rohrleitung. Diese Daten sind in Abb. 1 nicht mit aufgenommen, da noch immer eine gewisse Unsicherheit besteht über die bei der Umrechnung auf freie Ausbreitung anzubringende Korrektur. Bei den ebenfalls in Rohren angestellten Messungen von Grüneisen und Merkel (5) ist der Einfluß der Rohrwandung durch Variieren der Rohrweite empirisch eliminiert.

hältnismäßig großen Einstelldauer der Schwingungswärme des Sauerstoffs (8), (9). Es leuchtet auch ein, daß sich innerhalb der Meßreihen von Hebb (6) und Grüneisen und Merkel (5) selbst keine Frequenzabhängigkeit bemerkbar macht, da bei den ersteren, die in feuchter Luft angestellt sind, das Dispersionsgebiet bei etwa 30000 Hz liegt, also oberhalb der höchsten benützten Frequenz, während das umgekehrte bei den in trockener Luft durchgeführten Messungen der

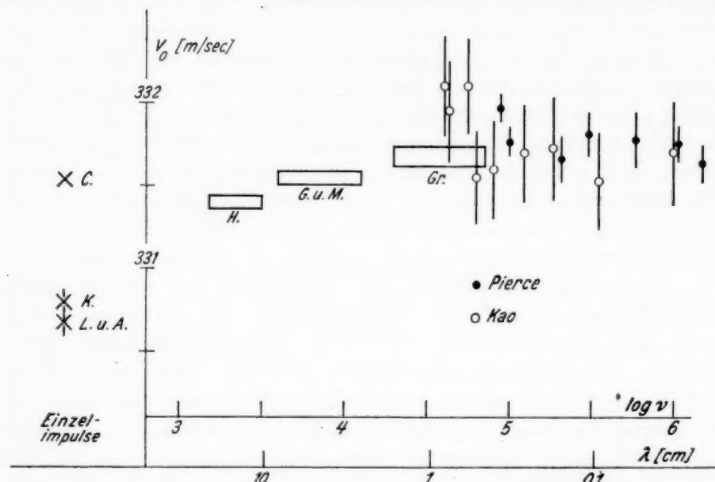


Abb. 1. Schallgeschwindigkeit in Luft von 0°C nach Colwell, Friend und McGraw (C.) (3), Kukkamäki (K.) (10), Ladenburg und von Angerer (L. u. A.) (11), Hebb (H.) (6), Grüneisen und Merkel (G. u. M.) (5), Grabau (Gr.) (4), Pierce (14) und Kao (13)

Fall ist: dort muß das Dispersionsgebiet unterhalb 1000 Hz liegen, also weit unterhalb des von Grüneisen und Merkel durchmessenen Frequenzbereichs.

Auf die gleiche Art lassen sich jedoch nicht die Messungen mit kurzen Schallimpulsen deuten, die bei etwa gleicher Frequenz viel stärker verschiedene Ergebnisse zeigen (Abb. 1; links der Ordinatenachse) (3), (10), (11)¹⁾. Vielmehr spielt hier offenbar eine Erscheinung mit, die in jüngster Zeit in schallgedämpften Räumen besonders deutlich beobachtet worden ist (1), (2), (7), (12): Breitet sich eine Schallwelle entlang einer Wand von erheblichem Strömungswiderstand aus, so wird sie in diese „hineingesogen“, ganz analog einer

1) Von Colwell, Friend u. McGraw (3) werden keine Fehlergrenzen angegeben.

elektromagnetischen Welle entlang einer Ebene, jenseits derer eine endliche Leitfähigkeit herrscht. Dies macht sich in Abständen von der Wand, die vergleichbar sind mit der Wellenlänge, besonders stark bemerkbar. Bei den Messungen mit Schallimpulsen handelt es sich nun ausnahmslos um solche, bei denen die Laufzeit entlang einer „Wand“ (Fuß- oder Erdboden) gemessen wird, und zwar im Abstand von 1—2 m, während die vorwiegend vertretenen Wellenlängen von der Größenordnung 3 m sind. Die Schallstrahlen müssen daher gekrümmt verlaufen, der Schallweg ist länger als der Abstand Schallquelle-Mikrophon, die Schallgeschwindigkeit wird zu klein gemessen.

Eine Abschätzung dieser scheinbaren Schallgeschwindigkeitsverkleinerung ist vorläufig kaum durchführbar, da eine exakte Theorie der Erscheinung noch nicht vorliegt. Man kann aber prüfen, ob ein Einfluß der Beschaffenheit des Bodens, über den die Schallwelle hinstreicht, zu erkennen ist (Tab. 1). Dabei ergibt sich, daß die Schallgeschwindigkeit um so kleiner gemessen wird, je rauher der Boden ist, was im Sinn der obigen Deutung liegt, sofern man annimmt, daß ein rauher Boden einen großen Strömungswiderstand besitzt.

Tabelle 1

Umgebung	Schallgeschwindigkeit (m/sec)	Literatur- verzeichnis
Wald, Wiese	330,67 \pm 0,1	11
„Offenes Feld“	,67 \pm 0,1	10
Straße (Allee)	,78 \pm 0,1	11
Eis des L-Sees	,90 \pm 0,05	10
Laboratorium	1,54(\pm ?)	3

Man wird daher Laufzeitmessungen über glattem Boden (oder zwischen zwei Punkten hoch über dem Boden) den Vorzug geben müssen vor solchen über rauhem, und auch jene werden übertroffen durch Messungen aus Frequenz- und Wellenlänge. Als zuverlässigster Wert für die Schallgeschwindigkeit bei hörbaren Frequenzen in trockner, kohlenstoffreier Luft bei 0° C dürfte demnach

$$331,60 \pm 0,05 \text{ m/sec}$$

anzusprechen sein (vgl. Abb. 1 rechts).

Unterhalb 300 Hz wird vielleicht infolge der Dispersion des Sauerstoffs die Schallgeschwindigkeit etwas kleiner werden; bis zu 331,47 m/sec. In feuchter Luft wird dieser tiefere Wert bis zu Frequenzen der Größenordnung 3000 Hz gültig sein, der dann natürlich noch auf die veränderte Dichte umzurechnen ist.

Zusammenfassung

Es wird darauf hingewiesen, daß sich die Unstimmigkeiten zwischen den Ergebnissen verschiedener Präzisionsmessungen der Schallgeschwindigkeit in reiner Luft dadurch erklären lassen, daß die Laufzeitmessungen stets entlang einer mehr oder weniger rauen Oberfläche angestellt wurden, wodurch eine Krümmung der Schallstrahlen erzeugt wird. Als zuverlässigster Wert für 0° C wird angegeben: 331,60 m/sec.

Literaturverzeichnis

- 1) E. H. Bedell, J. A. S. A. 5. S. 118. 1936.
- 2) G. v. Békésy, Ztschr. f. techn. Phys. 14. S. 6. 1933.
- 3) R. C. Colwell, A. W. Friend u. D. A. McGraw, Phys. Rev. 43. S. 686. 1938 (kurzer Sitzungsbericht).
- 4) M. Grabau, J. A. S. A. 5. S. 1. 1933.
- 5) E. Grüneisen u. E. Merkel, Ann. d. Phys. 66. S. 344. 1921.
- 6) T. C. Hebb, Phys. Rev. 14. S. 74. 1919.
- 7) W. Janowsky u. F. Spandöck, A. Z. 2. S. 3. 1937.
- 8) H. O. Kneser, Ann. d. Phys. [5] 11. S. 761. 1931; J. A. S. A. 5. S. 122. 1933.
- 9) V. O. Knudsen, J. A. S. A. 3. S. 126. 1931; 5. S. 112. 1933.
- 10) T. J. Kukkamäki, Ann. d. Phys. [5] 31. S. 398. 1938.
- 11) R. Ladenburg u. E. v. Angerer, Ber. üb. d. Ausbr. d. Schalles, Bln. Reichsdr. 1918; E. v. Angerer u. R. Ladenburg, Ann. d. Phys. 66. S. 293. 1921.
- 12) E. Meyer u. G. Buchmann, A. Z. 3. S. 132. 1938.
- 13) Pan Tchong Kao, Ann. de phys. 17. S. 115. 1932.
- 14) G. W. Pierce, Proc. Am. Ac. of Arts and Sciences 60. S. 271. 1925.
- 15) Th. Vautier, Ann. de phys. 16. S. 311. 1931.

Marburg/L., Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 6. Januar 1939)